Oberlin College Library
APR 1 1926
Not to be ...

Physikalische Zeitschrift

begründet von **E. Riecke** und **H. Th. Simon**

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von **Johannes Stark**

Herausgeber:

Prof. Dr. **P. Debye**, Prof. Dr. **F. Harms** und Prof. Dr. **R. Seeliger**

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Goldmark 11.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.— vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland Goldmark 9.—, im Ausland $ 2.60. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Goldmark —.35, Beilagen mit Goldmark 60.— berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Loitzerstr. 43, führt. Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

No. 7. Ausgegeben am 1. April 1926. No. 707. Printed in Germany. 27. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

F. M. Penning, Über die intermittierende Glimmentladung in Neon. S. 187—196.
P. Debye u. W. Hardmeier, Anomale Zerstreuung von α-Strahlen. S. 196—199.
K. Ippisch, Die Leistungspolarität bei Ventileffekten. S. 199—202.
F. Goos, Über die auflösende Kraft des Mikroskops. S. 202—204.
L. Harang, Über die Kristallstruktur der Heuslerschen Legierungen. S. 204—205.
H. Mache u. F. Kraus, Über den Radiumgehalt der Thermen von Gastein und Karlsbad. S. 205—206.
H. Sack, Über die Dielektrizitätskonstante von Elektrolytlösungen. S. 206—208.
S. C. Kar, Das Gravitationsfeld einer geladenen Ebene. 208—210.
J. P. Andrews, Elastizität und Schmelzpunkt. S. 210—211.
R. Bass, Bemerkung zu meiner Arbeit „Über das spezielle Relativitätsprinzip und die Grenzgeschwindigkeit". S. 211.
M. Siegbahn, Bemerkung zur Arbeit: H. Seemann, Ein Röntgenspektrograph mit absoluter Nullpunktsbestimmung ohne Teilkreis. S. 211.

Besprechungen:

R. Meyer, Haloerscheinungen. S. 212.
R. v. Mises, Die Differential- und Integralgleichungen der Mechanik und Physik. Erster mathematischer Teil. S. 212.

Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1926. S. 212—214.

Berichtigung. Personalien. Gesuche. S. 214.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Verlag Emmanuel Reinicke, Leipzig

Kürzlich erschien:

DRIESCH

Grundprobleme der Psychologie

(Ihre Krisis in der Gegenwart)

IX und 249 Seiten mit Register. 8°. 1926
Geh. M. 9.50, Ganzleinen M. 12.—

Dieses Werk ist aus Vorlesungen entstanden, welche der Verfasser in Peking und anderen Städten Ostasiens gehalten hat. Es wendet sich nicht an den engen Kreis der Psychologen, sondern an das große allgemein gebildete Publikum. Zweck des Buches ist die Kennzeichnung der „neuen", doch etwa 25 Jahre bestehenden Psychologie im Gegensatz zur älteren, welche im Banne des Mechanismus befangen, des tieferen Geistesleben nicht Herr werden konnte, ja eigentlich nur die Psychophysik und das Spiel der Association kannte. Jetzt steht alles unter den Gesichtspunkten „Ganzheit" und „Sinn". Eingehend wird das abnorme Seelenleben, sowohl der Begriff des Unter- und Nebenbewußtseins behandelt. Auch die Parapsychologie kommt zu dem ihr gebührenden Recht. Ein breiter Abschnitt über das Problem der Freiheit ist eingefügt; die Unsterblichkeitsfrage tritt als berechtigtes Problem auf. Stark betont wird die Bedeutung der neueren Psychologie für Geschichte und alle Kulturwissenschaften.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Medizinische Physik

von

Prof. Dr. **Otto Fischer**

2., *unveränderte Ausgabe*

Mit 334 Abbildungen im Text. Gr.-8°. (XX und 1120 Seiten.) 1919. Geheftet M. 15.—

Das Buch behandelt in elementarer Form die Kapitel der Physik, welche trotz ihrer großen Wichtigkeit für den Mediziner ihm weder auf der Schule noch in den Vorlesungen auf der Universität mit der für ihn notwendigen Ausführlichkeit dargeboten werden können. Bei den zahlreichen neuen Anwendungsformen der Physik auf Vorgänge im lebenden Körper ist es ein direktes Bedürfnis.

Neuste Konstruktion!

Kugelspiegel. D.R.P. 250 514.

Franz Schmidt & Haensch

Berlin S. 42, Prinzessinnenstraße 16

Werkstätten für Präzisions-Mechanik und Optik.

Neue optische Spezialinstrumente eigener Konstruktion, Polarisations-, Spektral-, Projektionsapparate, Episkope u. a.

Preislisten kostenlos.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 7. 1. April 1926. Redaktionsschluß für No. 9 am 10. April 1926. 27. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

F. M. Penning, Über die intermittierende Glimmentladung in Neon. S. 187.

P. Debye u. W. Hardmeier, Anomale Zerstreuung von α-Strahlen. S. 196.

K. Ippisch, Die Leistungspolarität bei Ventileffekten. S. 199.

F. Goos, Über die auflösende Kraft des Mikroskops. S. 202.

L. Harang, Über die Kristallstruktur der Heuslerschen Legierungen. S. 204.

H. Mache u. F. Kraus, Über den Radiumgehalt der Thermen von Gastein und Karlsbad. S. 205.

H. Sack, Über die Dielektrizitätskonstante von Elektrolytlösungen. S. 206.

S. C. Kar, Das Gravitationsfeld einer geladenen Ebene. S. 208.

J. P. Andrews, Elastizität und Schmelzpunkt. S. 210.

R. Bass, Bemerkung zu meiner Arbeit „Über das spezielle Relativitätsprinzip und die Grenzgeschwindigkeit". S. 211.

M. Siegbahn, Bemerkung zur Arbeit: H. Seemann, Ein Röntgenspektrograph mit absoluter Nullpunktsbestimmung ohne Teilkreis. S. 211.

R. Mayer, Haloerscheinungen. S. 212.

R. v. Mises, Die Differential- und Integralgleichungen der Mechanik und Physik. Erster mathematischer Teil. S. 212.

Vorlesungsverzeichnis f. das Sommersemester 1926. S. 212.

Berichtigung. S. 214.

Personalien. S. 214.

Gesuche. S. 214.

Besprechungen:

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die intermittierende Glimmentladung in Neon.

Von F. M. Penning.

§ 1. Untersuchungen über die Glimmentladung bei Neon haben gezeigt, daß mindestens vier prinzipiell voneinander verschiedene geschichtete Entladungsformen möglich sind.

I. In den Entladungen mit Stromstärken von einigen Milliampere, wie sie in den bekannten technischen Neonlichtröhren bestehen, zeigen sich die laufenden positiven Schichten[1]).

II. Bei geringeren Stromstärken und geringeren Drucken gelingt es, nahe an der Kathode stehende positive Schichten hervorzurufen[2]),

III. Bei sehr kleinen Strömen (10^{-5} oder 10^{-6} A.) und geeignetem Druck bilden sich die von Holst und Oosterhuis[3]) studierten „negativen Schichten" aus[4]). Bei dieser Entladung ist das elektrische Feld noch nicht an der Kathode konzentriert; wird die Stromstärke gesteigert, so rücken die Schichten näher an die Kathode und gehen über in den Crookesschen Dunkelraum und das negative Glimmlicht.

IV. Bei diesen kleinen Stromstärken kann sich unter geeigneten Bedingungen auch eine andere Entladungsform zeigen mit negativem Glimmlicht und stehenden positiven Schichten, die aber viel schärfer sind, als die unter II genannten. Diese Entladung erweist sich als intermittierend. Bei meinen Experimenten darüber wurde der Strom mittels einer Glühkathodenröhre reguliert und nun zeigte sich durch Parallelschalten von Kondensatoren, daß es sich hier um denselben Entladungstypus handelt, den Geffcken bei Luft eingehend untersucht hat[1]).

Über diese unter IV genannte Entladung möchte ich hier einiges mitteilen, anschließend an die genannte Arbeit Geffckens und an andere in dieser Zeitschrift publizierte Untersuchungen[2]).

§ 2. In erster Annäherung kann man sich den Vorgang des Intermittierens bekanntlich auf folgende Weise vorstellen. Der Kondensator K (Fig. 1) mit Kapazität C wird langsam aufgeladen von dem nahezu konstanten Strom i_s (Sättigungsstrom), den die Glühkathodenröhre E_2 durchläßt. Sobald die Zündspannung V_z der Glimmentladungsröhre G erreicht ist, entladt sich der Kondensator durch diese Röhre. Ist i_s klein genug, so nimmt während dieser Entladung die Spannung am Kondensator ab bis zu V_0, der Minimumbrennspannung der Röhre G. Die Entladung erlischt dann und

1) F. W. Aston u. T. Kikuchi, Proc. Roy. Soc. **98**, 30. 1920; C. Samson, Zeitschr. f. Techn. Phys. **6**, 281. 1925; R. Whiddington, Proc. Cambr. Phil. Soc. **22**, 514. 1925.

2) Nach Untersuchungen von Holst u. Oosterhuis, fortgesetzt vom Verfasser (nicht publiziert).

3) G. Holst u. E. Oosterhuis, Phil. Mag. **46**. 1117. 1923.

4) Vgl.: F. W. Aston, Proc. Roy. Soc. **80**, 45. 1907.

1) H. Geffcken, Physik. Zeitschr. **26**, 241. 1925.

2) E. Mauz u. R. Seeliger, Physik. Zeitschr. **26**, 46. 1925; G. Valle, Physik. Zeitschr. **26**, 495. 1925. Vgl. auch die Arbeiten von Pearson u. Anson, Shaxby u. Evans, Taylor u. Clarkson u. a. (Literaturverzeichnis Phil. Mag. **49**. 1081, 1925).

der Kondensator muß aufs neue aufgeladen werden. Die Ladungszeit t wird gegeben durch

$$t = \frac{C\,(V_z - V_0)}{i_s}. \qquad (1)$$

Die Dauer der Entladung selbst ist bei den ausgeführten Messungen klein gegenüber t, wie aus stroboskopischen Beobachtungen des Vorganges folgt[1]). Mithin darf t in der Formel (1) vorläufig als die ganze Periode der Entladung angesehen werden.

Geffcken hat in seiner Arbeit die von ihm abgeleitete Formel (1) nicht durch Versuchsergebnisse verifiziert. Wenn man für V_z und V_0 die statischen Werte einsetzt, kommen die berechneten Werte von t viel kleiner heraus (bis zu 50 Proz.) als die beobachteten. Eine der Ursachen kann der Arbeit Geffckens entnommen werden: die Zündspannung in Formel (1) hängt stark von der Frequenz der Entladung ab. Eine Änderung von V_0 mit der Frequenz wird von Geffcken nicht genannt, wir werden sehen, daß man auch diese nicht vernachlässigen darf und also V_z und V_0 für jedes Experiment neu bestimmen muß. Es soll nun untersucht werden, inwiefern auf diese Weise Übereinstimmung mit den Beobachtungen zu erhalten ist.

§ 3. Quantitative Messungen wurden ausgeführt an einer Röhre (Nr. 36) von 28 mm lichter Weite mit lumenfüllenden, ebenen Kupferelektroden etwa 10 mm voneinander entfernt, gefüllt mit etwa 13 mm Neon (mit etwa 25 Proz. *He*). Fig. 1 zeigt die Schaltung. Auf folgende Weise war es möglich, damit die Maximal- und Minimalspannung (V_{max} und V_{min}) an der Glimmröhre G zu messen. Wenn die intermittierende Entladung sich eingestellt hat und die Stromstärke am Strommesser A abgelesen ist, wird der Schalter B geschlossen und D umgeschaltet auf die Stellung 1. Hat der Kommutator U die Stellung 1, dann wird durch die Glühkathodenröhre E_1 kein Strom fließen, so lange die Mindestspannung an der Stelle D über der Spannung an der Stelle S liegt. Der Kontakt S wird nun so lange nach rechts geschoben, bis der Strommesser A (Empfindlichkeit 10^{-7} A. pro Skt.) anfängt, einen Ausschlag zu zeigen — in diesem Moment ist die Spannung an S gleich der Mindestspannung an D. Man liest also am Voltmeter V nun die maximale Spannungsdifferenz ab, welche während einer Periode zwischen Kathode und Anode der Röhre G besteht. Durch Umlegen des Kommutators U in die Stellung 2 kann man auf analoge Weise die minimale Spannungsdifferenz V_{min} am Voltmeter ablesen. Diese, schon öfters angewandte Methode[1]) erwies sich auch hier als sehr brauchbar. Wenn man bei bekannten Gleichstrom-Potentialdifferenzen von einigen hundert Volt auf diese Weise V_{max} und V_{min} bestimmte, war die größte Differenz zwischen diesem und dem wirklichen Wert 1 Volt.

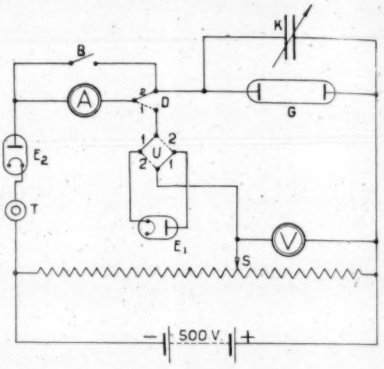


Fig. 1.

Die Frequenz der Intermittenzen wurde bestimmt durch Vergleich des Tons im Telephon T mit dem einer Stimmgabel, einer Orgelpfeife oder einer Sirene bis zum Verschwinden der Schwebungen.

Der beschriebenen Röhre wurden nun verschiedene Kapazitäten parallel geschaltet und Messungen der Frequenz n, V_{max} und V_{min} ausgeführt. Tabelle I gibt ein Beispiel der erhaltenen Resultate für eine Totalkapazität von 2070 cm (Kapazität der Röhre und Zuleitungen 35 cm, des Kondensators 2035 cm) und variierenden Werten von i_s.

Werden nun die gemessenen Werte von V_{max} und V_{min} für bez. V_z und V_0 in die Formel (1) eingeführt, so gibt das die mit $t_{ber.}$ bezeichneten Werte. Die Differenzen $\triangle$ zwischen diesen und den experimentell bestimmten Werten ($t_{beob.}$) sind in der letzten Spalte der Tabelle angegeben (in Proz. von $t_{beob.}$). Die Übereinstimmung ist nun viel besser als wenn die statischen Werte von V_z (etwa 285 V) und V_0 (etwa 160 V) eingesetzt würden.

§ 4. Es bleibt nun die Frage noch offen, wie die restierenden Differenzen zu erklären sind. Eine Anweisung geben die gemessenen Werte von V_{min}, die weit unter dem statischen Wert V_0 der minimalen Brennspannung liegen. Wenn

1) Siehe § 6. Vgl. auch A. Palm, Zeitschr. f. Techn. Phys. **4**, 233, 1923.

1) Z. B.: W. Schallreuter, Über Schwingungserscheinungen in Entladungsröhren, 1923, S. 23.

Tabelle I.

i_s	V_{max}	V_{min}	$t_{beob.}$	$t_{ber.}$	Δ
58,0 μA	300 V	96 V	91,7 $\times 10^{-4}$ sec	81,9 $\times 10^{-4}$ sec	11 Proz
61,9 „	301 „	98 „	59,8 „	52,1 „	13 „
119 „	300 „	100 „	45,2 „	39,2 „	13 „
150 „	298 „	101 „	35,9 „	30,8 „	14 „
181 „	292 „	106 „	28,5 „	24,0 „	16 „
209 „	289 „	109 „	24,1 „	20,1 „	17 „
249 „	280 „	115 „	19,7 „	15,5 „	21 „

die Spannung an der Röhre den Wert V_0 erreicht hat, ist der Entladungsraum noch gefüllt mit Elektronen und positiven Ionen. Auch wenn die Spannung unter V_0 sinkt, werden diese noch nach den Elektroden hingetrieben, und auch dann werden die positiven Ionen noch Elektronen — wenn auch weniger — aus der Kathode auslösen können. Dadurch klingt der Strom erst allmählich ab, wie ebenfalls durch die stroboskopischen Beobachtungen über den zeitlichen Verlauf der Entladung[1]) gezeigt wird. Auf diese Weise kann die Spannung unter den Wert V_0 sinken.

In Fig. 2 sei der zeitliche Verlauf des Glimmstromes bei diesem Abklingen schematisch angegeben. Der erste schroff fallende Teil zwischen V_{max} und V_0 liegt noch über A. Sei i_s der Sättigungsstrom des Gleichrichters, dann wird der Kondensator aufgeladen von dem Strom i_s und entladen von dem entgegengesetzt gerichteten

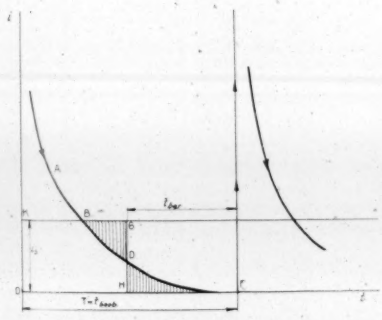


Fig. 2.

Glimmstrom i. Die Spannung sinkt nach dem Zünden der Glimmentladung bis auf den Moment, in dem $i = i_s$ wird (Punkt B) und fängt dann wieder an zu steigen. Das geht so fort bis in F aufs neue die Zündspannung erreicht wird und die Erscheinung sich wiederholt. In dem Punkte B wird also die Spannung $= V_{min}$, aber wir sehen, daß in diesem Augenblick der Glimmstrom noch nicht gleich null ist. Zieht man in Fig. 2 die Gerade GDH parallel der t-Achse auf die Weise, daß die schraffierten Oberflächen gleich werden, so ist, wenn wir die Zeit HF τ, KB t' und die ganze Periode T nennen:

$$\int_{t'}^{T} (i_s - i)\, dt = i_s \tau = C (V_{max} - V_{min})$$

$$\tau = \frac{C (V_{max} - V_{min})}{i_s} \qquad (2)$$

Da, wie man aus Vergleichung von (1) mit (2) sieht,

$$\tau = t_{ber.},$$

so ist ohne weiteres verständlich, daß $t_{ber.} < t_{beob.}$, und somit ist die in Tabelle I konstatierte Differenz erklärt.

§ 5. Wenn man die Kurve ABD der Fig. 2 wirklich ziehen will, hat man dafür einen Anhaltspunkt, nämlich das Rechteck $OHGK$, wovon $OK = i_s =$ der gemessene Strom und $OH = t_{beob.} - t_{ber.}$ Die gesuchte Kurve muß dann so gezogen werden, daß die schraffierten Flächen einander gleich werden. Wird i_s geändert, aber C konstant gehalten, so fließt, abgesehen von einer geringen Änderung in V_{max} und V_{min}, bei jeder Einzelentladung die gleiche Menge Elektrizität durch die Glimmröhre. Die Kurve ABD wird also nur wenig von i_s abhängen. Nehmen wir in erster Annäherung an, daß sie von i_s unabhängig ist, so können wir die Rechtecke $OHGK$ mit verschiedenen Werten von i_s bestimmen und erhalten auf diese Weise mehrere Angaben für die Kurve ABD. Diese letztere ist nun so zu ziehen, daß alle Rechtecke auf die genannte Weise geschnitten werden. In Fig. 3 ist dieses Verfahren angewendet für die Messungen von Tabelle 1. Die gemessenen Eckpunkte sind durch Kreise angegeben; durch diese Punkte ist nun eine Gerade gezogen, welche den Einfluß eines totalen Fehlers von 4 Proz. in $t_{beob.}$ und $t_{ber.}$ auf die Lage des Punktes zeigt (der wirkliche Fehler wird sehr wahrscheinlich < 4 Proz. sein). Die Kurve ist auf die genannte Weise gezogen. Daß nun wirklich der Bedingung der gleichen Flächen Genüge getan ist, zeigen die durch Kreuze angegebenen Punkte, welche die Eckpunkte angeben, wie sie, aus der Kurve

[1]) Siehe § 6.

zurückgerechnet, sein sollen. Man sieht, wie die Linie durch die Kreuze alle die gezeichneten Geraden schneidet und also innerhalb der Beobachtungsfehler sich den Beobachtungen anschließt.

In Fig. 4 sind diese Abklingungskurven für dieselbe Röhre mit drei verschiedenen Kapazitäten angegeben.

Gegen das Verfahren können verschiedene Einwände erhoben werden.

a) Der „Sättigungsstrom" i_s des Gleichrichters ist nicht konstant, sondern hängt noch von der angelegten Spannung ab. Dadurch ist die Formel (2) nicht strenge gültig. Diese Abhängigkeit wurde bei einer zweiten Berechnung für den Fall $C = 2070$ cm in Rechnung gebracht — der Einfluß war aber zu vernachlässigen.

b) V_{max} und V_{min} ändern sich bei zunehmender Frequenz (siehe Tabelle 1). Um diesen Einfluß so gering wie möglich zu machen, wurden zur Berechnung der Abklingungskurven

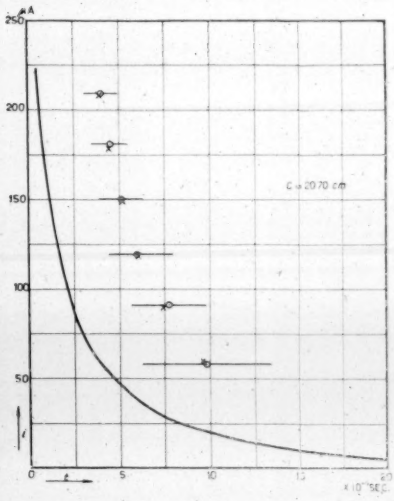


Fig. 3.

nur die Gebiete in Betracht gezogen, wo diese Änderung gering ist, z. B. für den Fall von 2070 cm nur die Punkte mit $i \leq 209\,\mu$A.

c) Die Annahme, daß die Kurvenform unabhängig von i_s sei, ist nicht richtig. In Wirklichkeit wird die Spannung an der Röhre nach dem Erreichen des Minimums um so mehr zunehmen, je größer i_s ist. Und da i von der Spannung abhängt, wird die Größe von i ebenfalls von i_s beeinflußt. Durch diesen Umstand geben die Kurven kein genaues quantitatives Bild des Abklingens. Um die richtige Kurve, für $C = 2070$ cm z. B. zu finden, müssen alle Punkte der gezeichneten Kurve verschoben werden, und zwar für $i_s = 0$ nach unten, für $i_s = 200\,\mu$A nach oben. Die gezeichnete Kurve wird mit dem wirklichen Verlauf der Abklingungskurve für einen zwischenliegenden Wert am besten übereinstimmen.

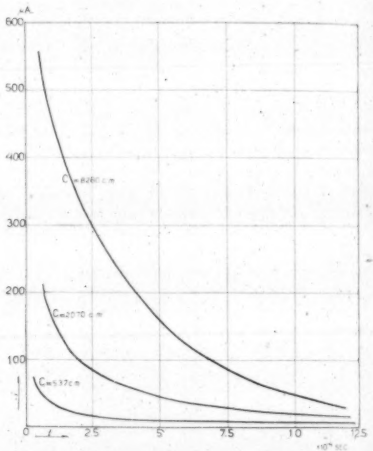


Fig. 4.

Zum Schluß sei noch bemerkt, daß Oschwald und Tarrant[1]) für die Entionisierungszeit bei einer Neonlampe experimentell einen Wert fanden $< 5 \times 10^{-5}$ sec. Bei ihren Beobachtungen wurde aber die elektrische Verbindung in dem Lampenzweig ganz unterbrochen, während bei dem Vorgang, auf den sich Fig. 4 bezieht, die Spannung fortwährend angelegt blieb, wodurch ein langsames Abklingen des Stromes möglich wurde.

§ 6. Nachdem die beschriebenen Messungen den allgemeinen Charakter der Entladung aufgeklärt hatten, wurde diese mit Hilfe der auftretenden Leuchterscheinungen weiter studiert. Am einfachsten sind diese in einer Röhre mit solchem Druck und Elektrodenabstand, daß bei einer kontinuierlichen Entladung die positive Säule fehlt, z. B. in der oben beschriebenen Röhre Nr. 36. Da der Elektrodenabstand hier nur sehr gering war, eignete sich zur visuellen

1) U. A. Oschwald u. A. G. Tarrant, Proc. Phys. Soc. London **36**, 262, 1925.

Prüfung der Vorgänge besser eine andere Röhre (Nr. 52) von demselben Typus, aber etwa zweimal so weit und gefüllt mit etwa 5 mm Neon. Der Abstand der Kupferelektroden konnte elektromagnetisch geändert werden.

Wenn man eine solche intermittierende Entladung im rotierenden Spiegel beobachtet, und die Frequenz n_s des Spiegels so reguliert wird, daß

$$n_s = \frac{n}{g} \qquad (3)$$

(n = Frequenz der Entladung, g = ganze Zahl), dann sieht man ein stehendes Bild der Entladung. Fig. 5 gibt eine Skizze des Bildes, wie es sich in der Röhre Nr. 52 zeigte, bei etwa 50 mm Elektrodenabstand, einer Kapazität von 2500 cm und einer Stromstärke von 150 μA.

Fig. 5.

Links ist hier in Zeit früher als rechts; die hellen Teile der Entladung sind dunkel gezeichnet. Die Schichten bestehen offenbar nur sehr kurz, das negative Glimmlicht länger, es breitet sich mit der Zeit nach der Anode hin aus und entartet in ein schwaches Licht, das die ganze Röhre füllen kann. Dieses Licht, als ein schwarzes Büschel in Fig. 5 sichtbar, zeigt das allmähliche Abklingen des Stromes. Wie Dr. Holst zuerst bemerkte, zeigten sich in diesem Büschel an der Kathodenseite schwach die negativen Schichten[1]), die in Fig. 5 eingezeichnet sind. Diese negativen Schichten treten in dem Teil der Röhre auf, wo das elektrische Feld konzentriert ist, und geben also ein direktes Bild, wie die Feldkonzentration an der Kathode mit der Zeit abnimmt.

Die Erscheinung ist auch mit dem Stroboskop zu verfolgen. Als solches wurde eine Scheibe verwendet mit einer großen Anzahl von Löchern im Rand; die Umlaufsgeschwindigkeit war in weiten Grenzen zu variieren. Wählt man diese so, wie Gleichung (3) will (wo nun n_s angibt, wie oft ein Loch das Auge passiert), dann sieht man die Entladung immer in derselben Phase. Ist n_s ein wenig geringer wie $\frac{n}{g}$, so sieht man die Erscheinungen während einer Periode in der chronologisch richtigen Reihenfolge vor sich gehen. Das erste, was sich nun beim Zünden zeigt, ist ein gleichzeitiges Auftreten des negativen Glimmlichtes und der positiven Schichten. Die Schichten verschwinden sehr bald, das Glimmlicht bleibt noch etwas länger bestehen, es breitet sich allmählich weiter nach der Anode hin aus, wird beschränkt auf einen kleineren Teil der Kathodenoberfläche (normalen Kathodenfall), breitet sich nachher diffus noch weiter in der Anodenrichtung hin aus, um schließlich ganz zu verschwinden.

Die wahrscheinlichste Erklärung dieser Vorgänge scheint mir die folgende. Beim Zünden ist die Röhrenspannung viel größer (bei der Röhre Nr. 36 um etwa 130 Volt) als die normale Brennspannung. Im Anfang wird sich also rasch ein starker Strom und damit ein stark anomaler Kathodenfall entwickeln. Die positiven Ionen sind hier beschränkt auf das Gebiet unmittelbar vor der Kathode. Die Elektronen werden auf ihrem weiteren Weg zur Anode hin eine beträchtliche negative Raumladung verursachen und damit ein elektrisches Feld. Jedesmal wenn sie aber eine Potentialdifferenz von etwa 21 Volt (Ionisationsspannung des Neons) durchlaufen haben, werden positive Ionen gebildet, die diese negative Raumladung wieder teilweise neutralisieren. In den Schichten, wo ionisiert wird, muß nun auch Anregungslicht auftreten, wodurch diese sichtbar werden.

Unmittelbar nach dem Zünden wird die Spannung am Kondensator abnehmen und die Stromstärke ebenfalls. Dadurch sind weniger positive Ionen nötig zur Neutralisierung der negativen Raumladung. Dazu kommt nun zweitens, daß mit der Zeit mehr positive Ionen aus dem negativen Glimmlicht nach der Anode hin diffundieren werden, worauf auch das Sichausbreiten des Glimmlichtes hinweist. Diese Diffusion wird bei einer kontinuierlichen Entladung so stark, daß die Elektronen dann erst in viel größerer Entfernung von der Kathode wieder anfangen zu ionisieren und anzuregen. In der Röhre, auf welche Fig. 5 sich bezieht, liegt z. B. der Anfang der positiven Säule bei einer Stromstärke von 1,2 mA nur auf 8 mm Entfernung von der Anode. Durch die beiden genannten Ursachen werden die beobachteten Schichten bald verschwinden, wiewohl das negative Glimmlicht noch bestehen bleibt.

§ 7. Einen Einwand gegen die im vorhergehenden Paragraphen entwickelte Vorstellung möchte ich kurz besprechen. Wenn man ausgeht von der Theorie, die Holst und Oosterhuis[1]) über den Zündvorgang bei Edelgasen gegeben haben, wird man erwarten, zuerst die negativen Schichten zu sehen, die sich dann konzentrieren würden im negativen Glimmlicht. Unter den obengenannten Umständen ist davon

1) Siehe § 1, III.

1) a. a. O.

aber keine Spur zu sehen; immer waren das Glimmlicht und die positiven Schichten die erste sichtbare Erscheinung.

Später zeigte sich aber, daß unter anderen Umständen der genannte Übergang wohl zu konstatieren war, nämlich mit einer Röhre Nr. 36a, hauptsächlich gleich mit Nr. 36, aber mit geringerem Druck (etwa 7 mm) gefüllt. Diese Röhre bot, im rotierenden Spiegel besehen, das in Fig. 6 skizzierte Bild dar. (Die hellen Teile der Entladung sind hier wieder dunkel gezeichnet.)

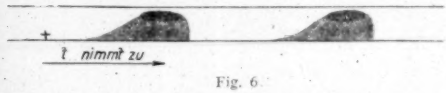


Fig. 6

Leider war die Lichtstärke zu gering für die Anwendung des Stroboskops. Positive Schichten traten nicht auf. Aus der Figur ist nun ersichtlich, wie das Licht zuerst an der Anode am stärksten ist, wie bei der Entladung mit den negativen Schichten, um sich dann erst allmählich nach der Kathode hin zu konzentrieren.

Die Erklärung dieses verschiedenen Verhaltens der beiden Röhren scheint mir in der Tatsache zu liegen, daß bei Nr. 36a Zündspannung und Minimumbrennspannung nur wenig verschieden waren (etwa 20 Volt), während diese Differenz bei Nr. 36 viel größer war (etwa 130 Volt). In Übereinstimmung damit zeigte sich auch, daß der erste Teil der Gleichstromcharakteristik (von $1-10\ \mu$A) bei Nr. 36 viel schroffer abfiel als bei Nr. 36a. Dadurch wird der Vorgang des Zündens sich bei der ersten Röhre viel rascher entwickeln, so rasch, daß es sich der Beobachtung entzieht.

§ 8. Wenn die Erklärung der positiven Schichten in § 6 richtig ist, so müssen diese in derselben Röhre bei jeder Zündung auftreten, mithin auch im Anfang jeder kontinuierlichen Entladung. Auf zwei Weisen konnte diese Frage näher untersucht werden.

Erstens wurde ein mittels einer Glühkathodenröhre gleichgerichteter Wechselstrom von 50 ~ (380 Volt) durch die Glimmröhre geschickt. Ist die Stromstärke groß genug, so werden innerhalb einer Periode des Wechselstromes nicht mehrere Intermittenzen auftreten und wir haben also nichts anders als mit Pausen von mehr als $^1/_{100}$ Sek. aufeinanderfolgende, kontinuierliche Entladungen. Nach dem Zünden bleibt die Stromstärke bis kurz vor dem Erlöschen nahezu konstant (Sättigungsstrom des Gleichrichters). Diese Einzelentladungen wurden nun auf folgende Weise studiert. Von der Spannung derselben Wechselstrommaschine, welche die Glimmröhre betreibt, wird ein Synchronmotor gespeist. Die Bewegung von dessen Achse wird etwas verzögert übertragen auf eine Scheibe mit spaltförmiger Öffnung, und wenn man nun dadurch die Entladungsröhre betrachtet, wird man die Vorgänge in einer Einzelentladung sich sehr langsam abspielen sehen[1]).

In Übereinstimmung mit § 6 war nun bei der Röhre Nr. 52 wieder das erste, was man beobachten konnte, das gleichzeitige Auftreten vom negativen Glimmlicht und von den positiven Schichten. Diese letzteren verschwinden wieder sofort, und was dann weiter an der Anodenseite passiert, hängt außer von dem Elektrodenabstand usw., von der Kapazität ab, die der Röhre parallel geschaltet ist. Als Beispiel sei in Fig. 7 angegeben, was beobachtet wurde mit der Röhre Nr. 52 bei einem Elektrodenabstand von 75 mm und bei einer auf einem Gleichstrommesser abgelesenen Stromstärke von 0,8 mA. (Während der Zeit des Stromdurchganges ist die Stromstärke natürlich viel größer[2]).

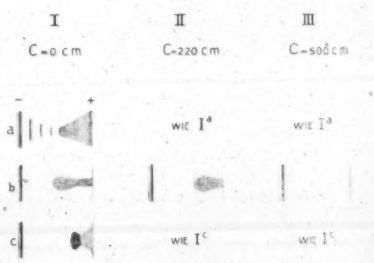


Fig. 7.

Mit a, b, c ist die chronologische Reihenfolge der Beobachtungen angegeben. Sie beziehen sich auf drei Fälle: mit 0, 220 und 500 cm Kapazität parallel zur Röhre. Nach dem Zünden stellt der Strom sich auf den Wert i_s ein, den Sättigungsstrom des Gleichrichters. Die Elektrizitätsmenge, welche vor dem Erreichen dieses Zustandes durch die Röhre fließt, ist um so kleiner, je kleiner die parallel geschaltete Kapazität ist. Im Falle I ist sie also am geringsten, es werden dabei nur verhältnismäßig wenig Ionen gebildet; um den Elektronenstrom dauernd durchgehen zu lassen sind noch mehr neue

1) Diese Methode, welche im hiesigen Laboratorium vielfach Verwendung findet, wurde angegeben von Holst und Oosterhuis.

2) In diesem Zustande zeigt sich bei kontinuierlichem Stromdurchgang eine rote Lichthaube als Anfang der positiven Säule an der Anode. Diese Lichthaube schrumpft mehr und mehr zusammen, wenn die Stromstärke vergrößert wird.

Ionen nötig, und darum bleibt bei I^b das Licht vor der Anode bestehen. Nachdem aber die Ionen von dem negativen Glimmlicht aus nach rechts diffundieren, schrumpft das Licht mehr zusammen und geht über in c, den normalen Gleichstromaspekt der Röhre, der dann den größten Teil des Stromdurchganges erhalten bleibt. Das Abklingen der Entladung geht auf dieselbe Weise vor sich, wie es in § 6 beschrieben wurde. Im Falle II ist die Kapazität größer, der erste Zündstrom ebenfalls, also auch die Menge der gebildeten positiven Ionen. Darum befindet das Licht sich bei II^b mehr nach der Anodenseite als bei I^b. Im Falle III ist schließlich der erste Zündstrom so stark, daß bei III^b gar kein Licht auftritt; wenn die Menge der Ionen dieses Zündstroms aber mit der Zeit verschwunden ist, tritt das Anodenlicht wieder zum Vorschein.

Die Abhängigkeit von der Stromstärke ist nun auch deutlich: bei derselben Kapazität wird die Erscheinung des Anodenlichtes um so später auftreten, je geringer die Stromstärke ist. Bei $C = 500$ cm und $i = 0{,}08$ mA z. B. tritt es gar nicht mehr auf; die vom Zünden übriggebliebenen positiven Ionen genügen dann, um den Elektronenstrom bis auf den letzten Moment durchgehen zu lassen ohne neue Ionisation.

Eine zweite Methode war die folgende. Ein Metallpendel machte jedesmal während einer regulierbaren kurzen Zeit Kontakt mit einer Messingfeder, und so konnten kurz dauernde Ströme durch die Entladungsröhre geschickt werden. Auf diese Weise verringert man das kontinuierliche Entladungslicht, durch das sonst das Zündungslicht ganz überstrahlt wird. Bei genügend kurzer Kontaktzeit zeigte sich nun wirklich wieder das Licht I^a der Fig. 7 zwischen den Elektroden. Bei geeignetem Elektrodenabstand war auch die Lichthaube I^b zu sehen, nun selbstverständlich zusammen mit dem Lichte I^c. Bei Vergrößerung der Kapazität zog das Licht I^b sich wieder in Richtung der Anode zusammen, um schließlich ganz zu verschwinden, alles in Übereinstimmung mit den oben gefundenen Erscheinungen.

Bei diesen Experimenten nach der zweiten Methode trat noch eine nennenswerte Nebenerscheinung auf. Wurde der Elektrodenabstand groß genug gemacht, so zündete die Röhre in der Pendelschaltung oft bei einer Spannung von 500 Volt noch nicht. Wurde das Pendel kurz geschlossen, so trat die Zündung ein. Beim Aufheben des Kurzschlusses (während das Pendel im Gang war) trat dann bei sehr kurzer Kontaktdauer die Zündung nur noch zwei- oder dreimal auf, während bei längerer Kontaktdauer die Zündung nunmehr fortwährend erfolgte. Offenbar gibt es hier wieder ein Beispiel der sogenannten Verzögerungserscheinungen, die bei Glimmlampen in letzter Zeit mehrfach untersucht sind[1]).

§ 9. In der Arbeit Geffckens wird der Übergang der intermittierenden Entladung in die kontinuierliche für Stromstärken von etwa 100 μA und größer untersucht. Von 50—100 μA finde ich qualitativ dieselben Resultate, wie es Fig. 8 zeigt. Diese bezieht sich auf Röhre Nr. 36;

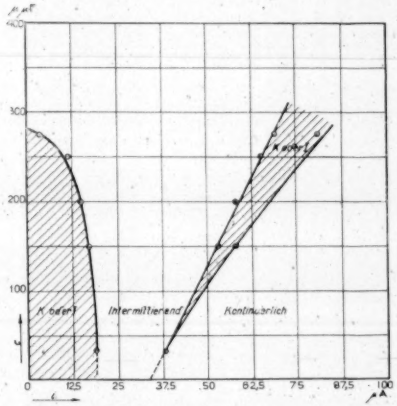


Fig. 8.

als Ordinate ist die Kapazität eines parallel zur Röhre geschalteten Drehkondensators aufgetragen.

Wenn man die Entladung nach kleineren Stromstärken hin untersucht, tritt eine neue Erscheinung zutage (Fig. 8): die Grenzlinien zwischen den Gebieten gehen durch ein Minimum und steigen bei Stromstärken von 20—0 μA wieder nach oben. Auch bei sehr geringen Stromstärken ist also eine kontinuierliche Entladung möglich[2]) — ein Beispiel davon ist die schon längst bekannte Entladung mit den negativen Schichten[3]). In dem schraffierten Gebiet von kleinen Stromstärken besteht entweder eine kontinuierliche oder eine intermittierende Entladung,

1) H. Greinacher. Physik. Zeitschr. **26**, 376, 1025; U. A. Oschwald u. A. G. Tarrant, Proc. Phys. Soc. London **36**, 241, 1924. Nach Untersuchungen von Holst (nicht publiziert) werden diese Verzögerungen wahrscheinlich verursacht durch geringe Verunreinigungen mit elektronegativen Gasen, welche die Zufallselektronen wegfangen.

2) Eine Charakteristik dieser Entladungsform wurde vor kurzem in dieser Zeitschrift publiziert von R. Seeliger u. J. Schmekel, **26**, 471, 1925.

3) Siehe § 1, III.

je nachdem man von kleineren oder von größeren Stromstärken herkommt. Im letzten Fall bleibt bei dieser Röhre die Entladung meistens intermittierend; bei kleinerem Gasdruck wurde konstatiert, daß die Entladung bei einer bestimmten Stromstärke (abhängig von der Kapazität) wieder kontinuierlich wurde.

Es fragt sich nun, wodurch dieser Übergang von der kontinuierlichen in die intermittierende Entladung (von Geffcken „Springen" genannt) bei geringen Stromstärken verursacht wird. Geffcken gibt als mögliche Erklärungen[1]):

„1. Die Springstromstärke ist die Grenzstromstärke, bei der sich die Entladung gerade noch selbst aufrecht erhalten kann; unterhalb der Springstromstärke ist eine selbständige kontinuierliche Entladung überhaupt nicht mehr möglich.

2. Das Springen entsteht durch kleine Unregelmäßigkeiten der Glimmstromstärke; im Springpunkt wird die Steilheit der Charakteristik so groß, daß die Spannung am Parallelkondensator nicht rasch genug zu folgen vermag, um in der Charakteristik zu verbleiben."

Aus dem Vorhergehenden ist ohne weiteres ersichtlich, daß die erste Erklärung nicht richtig sein kann. Um die zweite näher zu prüfen wurde eine Gleichstromcharakteristik der Röhre Nr. 36 aufgenommen (ohne Parallelkapazität).

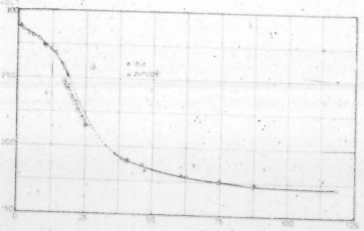


Fig. 9.

V_{max} und V_{min} wurden dabei in der in § 3 genannten Weise bestimmt. Aus dem Umstand, daß diese beiden Werte in dem Gebiete der gezogenen Kurve innerhalb der Meßfehler (1 Volt) miteinander übereinstimmen, folgt, daß die Entladung da kontinuierlich ist. Die Resultate für zunehmende Stromstärke (Kreise) und für abnehmende Stromstärke (Dreiecke) sind beide aufgetragen. Vergleicht man Fig. 8 mit Fig. 9, so zeigt sich wirklich für jede der zwei in Fig. 9 gezogenen Kurven: je größer die Neigung der Charakteristik, je kleiner die Kapazität, für welche die Entladung intermittierend wird. Daraus erklärt sich dann sofort das Minimum der Grenzlinie in Fig. 8. Die zweite Erklärung Geffckens erhält daher eine wesentliche Stütze.

Für den Fall, daß der Strom nicht mit einer Glühkathodenröhre, sondern mit einem großen Vorschaltwiderstand W reguliert wird, hat Kaufmann[1]) abgeleitet, die kontinuierliche Entladung gehe in eine intermittierende über, sobald

$$\frac{1}{CW} - \frac{1}{L}\frac{\partial E}{\partial i} = 0$$

(C = Kapazität parallel zur Röhre, L = Selbstinduktion im Zweig der Röhre, $\frac{\partial E}{\partial i}$ = Neigung der Charakteristik). Diese Bedingung wurde geprüft bei der Röhre Nr. 36, wobei dann der Gleichrichter durch einen großen Vorschaltwiderstand ersetzt wurde. In dem Röhrenzweig befand sich außer der Röhre keine Selbstinduktion als die der Zuleitungsdrähte. Durch Vergrößerung der Kapazität konnte der Übergang der kontinuierlichen in die intermittierende Entladung ermittelt werden. Wenn man aus den Werten von C, W und $\frac{\partial E}{\partial i}$ im Moment des Übergangs L nach der Kaufmannschen Formel berechnet, so ergeben sich für Stromstärken von 5 bis 10 μA Werte der Selbstinduktion von Tausenden Henry. Herweg[2]) hat bereits früher dasselbe Experiment bei Luft und Wasserstoff gemacht für größere Stromstärken und dabei Werte von 20—80 Henry gefunden, welche er als die Selbstinduktion der Röhre deutet. Soll die Einführung einer solchen Selbstinduktion aber einen Sinn haben, so muß diese doch für eine bestimmte Stromstärke durch die Röhre einen bestimmten Wert haben. Das ist hier aber durchaus nicht der Fall. Wurden bei der Röhre Nr. 36 die angelegte Spannung und W so variiert, daß i konstant blieb und somit auch $\frac{\partial E}{\partial i}$, so ergaben sich für L sehr verschiedene Werte, z. B. bei $i = 5{,}5$ μA:

für $W = 2 \times 10^6$ Ohm „L" = 1300 H.
„ $W = 18 \times 10^6$ Ohm „L" = 7000 H.

Wahrscheinlich ist die Kaufmannsche Formel darum nicht anwendbar, weil bei der Ableitung angenommen wird, daß die Werte von E und i auch während einer Änderung immer der statischen Charakteristik entsprechen, was nicht der Fall sein wird.

1) a. a. O., S. 253.

1) W. Kaufmann, Ann. d. Phys. **2**, 174, 1900.
2) J. Herweg, Physik. Zeitschr. **13**, 633, 1912.

§ 10. Von Geffcken[1]) sowie von Mauz und Seeliger[2]) wird die Abnahme des Wertes von V bei zunehmender Stromstärke zurückgeführt auf den Einfluß der von vorhergehenden Partialentladungen herrührenden Restionisation. Valle[3]) dagegen nimmt an, daß in dem von den genannten Autoren untersuchten Gebiet niederer Frequenzen der Einfluß der Restionisation noch nicht bemerkbar ist; die beobachtete Erscheinung soll hier nur quasistationärer Einstellung der Verhältnisse (z. B. Temperatur) in der Gasstrecke und an den Elektroden zugeschrieben werden.

Es scheint mir, daß die folgenden möglichen Einflüsse beim Zünden[4]) eine Rolle spielen:

I. die soeben genannte quasistationäre Einstellung,

II. die Abwesenheit einer Mindestzahl von Primärelektronen in der Nähe der Kathode,

III. das sich erst allmähliche Entwickeln des Zündvorganges;

IV. der von der vorhergehenden Zündung restierende Abklingungsstrom,

V. die von der vorhergehenden Zündung (eventuell) außerdem restierende Konzentration des Feldes in der Nähe der Kathode.

Der Umstand I kann die Zündspannung ändern, aber es scheint mir, daß, namentlich bei den Versuchen des § 2, wo es sich um sehr geringe Ströme handelt, der Einfluß nicht groß sein kann.

Durch die Umstände II und III wird beim Anlegen einer „Gleitspannung", nach den Auseinandersetzungen von Mauz und Seeliger die Zündspannung vergrößert.

Der Umstand IV hat eine Verringerung der Zündspannung zur Folge. Ein Beispiel davon hat man in der Fig. 5. Da schon ein Strom durchgeht, kann die Entwickelung der folgenden Entladung rascher vor sich gehen und also der Einfluß von III verringert werden, während durch das Bestehen dieses Stroms die Feldverteilung auch noch etwas günstiger wird.

Der Einfluß des Umstandes V wird viel größer sein. Man kann diesen im rotierenden Spiegel gut beobachten. Wenn man bei genügend großem Elektrodenabstand die Erscheinung der Fig. 5 auftreten läßt und die Stromstärke dann noch ein wenig vergrößert, so bekommt man eine andere Entladungsform, die von Valle[1]) beschriebene „Gruppenentladung". Dabei sind nicht alle Einzeldurchschläge gleich, aber man kann sehen, wie jedesmal nach einem gewöhnlichen Zündvorgang ein anderer Zündvorgang auftritt in einem Zeitpunkt, in dem das Lichtbüschel noch einen beträchtlichen Abstand von der Anode entfernt ist. Bei diesem zweiten Zündvorgang ist also das Feld noch hauptsächlich in einem Teil der Röhre an der Kathodenseite konzentriert, und über diesen Teil erstreckt sich die Zündung. Die Zündspannung wird dabei beträchtlich geringer sein. Die folgende Zündung ist dann wieder eine gewöhnliche.

Es scheint mir, daß, wie Valle annimmt, große Erniedrigungen der Zündspannung durch diesen Umstand V verursacht werden. Bei der Röhre Nr. 36 wurde aber der beschriebene Übergang nicht beobachtet, und aus meinen Versuchen bekomme ich den Eindruck, daß er sich nur bei größeren Elektrodenabständen zeigt (wo bei kontinuierlichem Stromdurchgang eine positive Säule sichtbar wird). Es ist möglich, daß die Entladung bei kleinerem Abstand kontinuierlich wird, sobald diese Beeinflussung durch V auftritt. Für den Fall, auf welchen Tabelle I sich bezieht, lag der Übergang in die kontinuierliche Entladung bei etwa 270 μA. Da Valle die Voraussetzung macht, daß in ähnlichen Fällen bei Geffcken dieser Übergang nicht in eine kontinuierliche, sondern in eine intermittierende Entladung viel höherer Frequenz führt, habe ich auch für größere Ströme V_{max} und V_{min} bestimmt. Die Differenz war niemals größer als 2 Volt (die Ablesegenauigkeit war 1 Volt), also kann hier von der Valleschen diskontinuierlichen Entladungsform nicht die Rede sein. Wohl ist die Charakteristik auch in diesem Gebiete noch fallend, aber das ist durchaus kein Kriterium für eine diskontinuierliche Entladung, wie Valle annimmt[2]). Das Fallen der Charakteristik war bei diesem Beispiel dem Verschwinden des gelben Anodenlichtes bei größerer Stromstärke zuzuschreiben[3]). In diesem Gebiete sind auch unter Umständen wohl Schwingungen möglich, aber diese bestehen darin, daß an der Anode abwechselnd eine gelbe Lichthaut und eine rote Halbkugel auftreten[4]); diese Schwingungen sind somit von ganz anderem Charakter.

Valles Voraussetzung über den Reißpunkt Geffckens scheint also nicht richtig, obgleich

1) s. a. O.
2) s. a. O.
3) s. a. O.
4) Die erste Zündung der Entladung lassen wir hier außer Betracht.

1) G. Valle, Sitzungsber. Ak. Wien IIa, 121, 63, 1912.
2) G. Valle, Sitzungsber. Ak. Wien IIa, 127, 1539, 1918.
3) Vgl. A. Günther-Schulze, Zeitschr. f. Phys. 30, 175, 1924.
4) Vgl. F. M. Penning, Physica 5, 217, 1925.

wohl wahrscheinlich ist, daß der Umstand V bei der Verringerung der Zündspannung hier keine große Rolle spielt. Hauptsächlich wird diese Verringerung den Umständen III und IV und dem Nichterfülltsein von II zuzuschreiben sein.

Zusammenfassung.

§ 1. Es gibt bei Neon mindestens vier verschiedene geschichtete Entladungformen. Eine davon, welche intermittierend ist und von demselben Charakter wie die von Geffcken beschriebene, wird näher untersucht.

§ 2. Es zeigt sich, daß die von Geffcken gegebene Formel nicht mit den Beobachtungen stimmt.

§ 3. Zur Aufklärung dieser Differenz werden die Maximal- und Minimalspannung an der Röhre während einer Periode gemessen. Wenn man deren (variabele) Werte in die Formel einführt, wird die Übereinstimmung viel besser.

§ 4. Die nun noch restierende Differenz wird dem allmählichen Abklingen der Entladung zugeschrieben.

§ 5. In Messungen mit verschiedenen Stromstärken hat man ein Mittel, den Verlauf dieses Abklingens ungefähr zu bestimmen.

§ 6. Die Leuchterscheinungen bei dieser Entladung werden mit dem rotierenden Spiegel und dem Stroboskop studiert und soviel wie möglich gedeutet.

§ 7. Es wird näher untersucht, warum beim Zünden zuerst keine „negative Schichten" gebildet werden.

§ 8. Das Zünden einer kontinuierlichen Entladung wird studiert mit dem Stroboskop und mit einem Pendelunterbrecher. Die Erscheinungen stimmen genau überein mit den in § 6 beobachteten.

§ 9. Der Übergang von der kontinuierlichen in die intermittierende Entladung wird untersucht und gezeigt, daß die Kaufmannsche Formel nicht stimmt mit den Beobachtungen.

§ 10. Es werden verschiedene Ursachen für die Änderung der Zündspannung bei einer intermittierenden Entladung genannt und anschließend an die betreffenden Bemerkungen von Mauz und Seeliger, Geffcken und Valle kurz besprochen.

Eindhoven, Physikal. Laboratorium der Philips' Glühlampenfabriken, A.-G., Januar 1926.

(Eingegangen 6. Februar 1926.)

Anomale Zerstreuung von α-Strahlen.

Von P. Debye und W. Hardmeier.

1. Neuere Beobachtungen über die Zerstreuung von α-Strahlen beim Durchgang durch dünne Folien der leichten Elemente Aluminium und Magnesium wurden ausgeführt von Bieler[1]) und von Rutherford und Chadwick[2]).

In beiden Fällen wurden die α-Teilchen gezählt, die von einer Metallfolie in einen kleinen Raumwinkel bestimmter mittlerer Ablenkung gegen den Primärstrahl zerstreut werden. Diese Teilchenzahlen fanden sich dabei für jene leichten Metalle stets beträchtlich kleiner, als nach der sonst erfolgreichen Annahme für die Kraftwirkungen (Kern- und α-Teilchen als Punktladung) erwartet werden darf.

Da die Teilchenzahlen mit zunehmendem Ablenkungswinkel sehr rasch abnehmen, so kann die unter einem bestimmten Winkel erhaltene kleinere Teilchenzahl nur dadurch erklärt werden, daß bei sonst unveränderten Anfangsbedingungen der Bewegung die Ablenkungswinkel und damit die gegenseitigen abstoßenden Kräfte kleiner sind, als man sie für reine Punktladungen erhalten würde.

Bieler[3]) nahm deshalb zur Erklärung seiner Versuche neben der nach dem Coulombschen Gesetz bestimmten Abstoßungskraft zwischen α-Teilchen und Kern eine umgekehrt mit der vierten Potenz des Abstandes variierende anziehende Kraft an, der er aber keine physikalische Deutung gibt. Rutherford hingegen erklärt seine Versuche qualitativ, indem er sich den Kern aus verschieden geladenen Schalen aufgebaut denkt, in die das Teilchen je nach seiner Geschwindigkeit verschieden tief eindringt. Die abstoßende Gesamtkraft wird so bald vermindert, bald wieder verstärkt[4]).

2. Man kann sich nun die Frage vorlegen, ob die Abweichungen vom Coulombschen Kraftgesetz, welche hier konstatiert werden, wirkliche sind, oder ob sie von bisher übersehenen Nebenumständen herrühren und deshalb in den Rahmen unserer bisherigen Erfahrung einzupassen sind, ohne das Elementargesetz zu verletzen. Wir möchten zeigen, daß die letztere Alternative wahrscheinlich die richtige ist.

Nach allem, was wir jetzt über den Kern wissen, besitzt dieser eine komplizierte, dem Atom

1) E. S. Bieler, Proc. Roy. Soc. A. **105**, 434, 1924.
2) E. Rutherford u. S. Chadwick, Phil. Mag. 50, 889, 1925.
3) E. S. Bieler, Proc. Cambridge Phil. Soc. 21, 686, 1923.
4) W. Wessel, Ann. d. Phys. **78**, 757, 1925 zeigt, daß magnetische Momente des Kernes nicht für die beobachteten Erscheinungen verantwortlich gemacht werden können.

in gewissem Sinne ähnliche Struktur. Man kann deshalb erwarten, daß in solchen Fällen, in welchen der Kern starken elektrischen Feldern ausgesetzt wird, die Struktur sich nicht als vollständig starr erweisen wird. Ebenso, wie das bei gewöhnlichen Atomen geschieht, wird man auch hier versuchen dürfen, die Beweglichkeit der Kernstruktur zu messen, indem man dem Kern eine Polarisationsfähigkeit a zuschreibt. Dieselbe ist dann in gewöhnlicher Weise definiert, als das elektrische Moment, welches der Kern in einem Felde von der Feldstärke 1 annimmt. Man sieht sofort, daß ein solcher deformierbarer Kern zusätzliche Anziehungskräfte bedingt, und zwar würden diese mit der fünften Potenz der Entfernung abnehmen. Das sind analoge Wirkungen, wie sie von Debye zur Erklärung des für hohe Temperaturen übrig bleibenden Anteiles der van der Waalsschen Molekularanziehung herangezogen wurden, oder wie sie später von Born und seinen Mitarbeitern, insbesondere von Hund benutzt wurden, um die chemische Verbindung von Ionen zu polaren Molekülen quantitativ zu verfolgen.

Da Bieler zu dem Schlusse kommt, daß eine mit der vierten Potenz der Entfernung abnehmende Anziehungskraft Zerstreuungskurven liefert, welche mit den experimentellen zur Deckung gebracht werden können, so muß zunächst untersucht werden, ob der Schluß auf die vierte Potenz zwingend ist. Darüber hinaus aber wird in unserem Falle, wo wir von einem bestimmten physikalischen Bilde ausgehen, auch die neu eingeführte Konstante nicht ganz beliebig sein können. Bei den Atomen wissen wir nämlich, daß die Polarisierbarkeit a (welche stets die Dimension eines Volumens hat) von der Größenordnung des Atomvolumens (10^{-24} cm^3) ist. Diese Tatsache beruht im wesentlichen, wie man sich beispielsweise an dem Bohrschen Bilde des Wasserstoffatoms sehr einfach klar machen kann, auf dem Umstande, daß das Atom ein dynamisches System ist, in dem die Kräfte dem Coulombschen Gesetz gehorchen. Wagen wir es das Gleiche für die Kräfte im Innern des Kernes anzunehmen, so folgt, daß der Wert von a, welcher den Zerstreuungsmessungen gerecht wird, von der Größenordnung des Kernvolumens (10^{-36} cm^3) zu erwarten ist.

3. Wir haben nun von diesen Gesichtspunkten ausgehend die Bahn eines α-Teilchens mit der Ladung e und der Masse m berechnet im Felde eines als unbeweglich angenommenen Kernes von der Ladung E und der Polarisierbarkeit a. Fängt das α-Teilchen seine Bewegung mit der Geschwindigkeit v an in solcher Weise, daß es an den Kern im Abstande a vorbeikommen würde, wenn überhaupt keine Kräfte wirken würden und die Bahn also geradlinig wäre, so hängt die Form der Bahnkurve nur ab von zwei dimensionslosen Konstanten p und q, definiert durch die Beziehungen

$$p = \frac{eE/a}{mv^2}, \quad q = \frac{a}{a^3}\frac{e^2/a}{mv^2}. \tag{1}$$

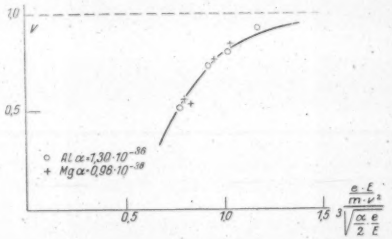
Sind nämlich r und φ die Polarkoordinaten des α-Teilchens und setzt man

$$\frac{a}{r} = s, \tag{2}$$

so folgt durch Kombination von Energie- und Impulssatz:

$$\varphi = \int_0^s \frac{ds}{\sqrt{1 - 2ps - s^2 + qs^4}}. \tag{3}$$

Die Berechnung der Bahn erfordert also die Auswertung eines elliptischen Integrals.



Wir haben nun vorläufig eine Näherung berechnet, die darauf Rücksicht nimmt, daß die Wirkung der Polarisation bei vielen Versuchen nur als Störung zu betrachten ist. Mit Hilfe dieser Näherung wurde dann das Verhältnis V der in einen kleinen Raumwinkel unter 90° gegen den Primärstrahl abgelenkten Teilchen, einmal mit und einmal ohne Wirkung der Polarisation des Kernes, bestimmt. Auf die Rechnung soll hier nicht eingegangen werden. Das Resultat ist in der Figur durch eine einzige Kurve dargestellt. Das ist möglich, weil das obengenannte Verhältnis sich als Funktion der einen dimensionslosen Größe $\frac{eE}{mv^2}\Big/\left(\frac{a}{2}\frac{e}{E}\right)^{1/3}$ ergibt, die als Abszisse gewählt ist[1]). Beobachtungen liegen vor unter 90° Ablenkung für Magnesium und Aluminium. Rutherford stellt dieselben graphisch dar als Funktion von $\frac{eE}{mv^2}$. Nach unserer Theorie müssen die Beobachtungs-

1) Nicht berücksichtigt ist bisher: Mitbewegung des Kernes, Veränderlichkeit der Masse mit der Geschwindigkeit, Polarisationsfähigkeit des α-Teilchens selber.

daten sich bei geeigneter Wahl von α für die verschiedenen Elemente in der hier gewählten Darstellung auf die eine, theoretische Kurve zusammenziehen. Damit das der Fall ist, hat man bei Aluminium $\alpha = 1{,}30 \cdot 10^{-36}$ und bei Magnesium $\alpha = 0{,}96 \cdot 10^{-36}$ zu wählen. Der typische Verlauf wird offenbar von der Theorie wiedergegeben, so daß damit das Anziehungsgesetz mit der fünften Potenz als möglich erwiesen ist. Darüber hinaus aber sind die beiden gefundenen Werte von α in der Tat wie erwartet von der Größenordnung des wahrscheinlichen Kernvolumens.

Die in der Figur eingetragenen Punkte sind alle den allerdings nur in graphischer Form vorliegenden Messungen von Rutherford und Chadwick entnommen. Bei ganz großen Werten der Geschwindigkeit finden diese Beobachter eine plötzliche Wiederzunahme des Verhältnisses. Dieses wird durch die bisher vorliegende Näherungstheorie nicht wiedergegeben und muß vielleicht durch ein wirkliches Eindringen des α-Teilchens in den Kern erklärt werden.

4. Im Zusammenhange mit dem Vorhergehenden wird es interessant, zu prüfen, unter welchen Umständen die durch die Polarisation bewirkte Anziehung so groß ist, daß das α-Teilchen vom Kern eingefangen wird. Bezeichnen wir den in (3) unter der Wurzel stehenden Ausdruck mit σ, so kann diese Frage ohne große Mühe durch eine Diskussion des Verlaufes von σ als Funktion von s beantwortet werden.

Trägt man σ als Funktion von s auf, so ist eine Möglichkeit die, daß die Kurve $\sigma(s)$, welche mit $\sigma = 1$ bei $s = 0$ anfängt, die Abszissenachse schneidet und zwar zweimal. In diesem Falle wird durch den Wert von s im (ersten) Schnittpunkte der kleinste Wert von r definiert, den das α-Teilchen auf seiner Bahn erreicht. Es wird also nicht eingefangen werden, sondern nach Erreichung dieses Minimalwertes sich wieder vom Kern entfernen.

Bei geeigneten Werten von p und q ist es indessen auch möglich, daß der Einfluß des Gliedes qs^4 in Ausdruck für σ so groß wird, daß die Kurve $\sigma(s)$ die Abszissenachse nicht erreicht und, ohne dieselbe zu schneiden, nach oben umbiegt, um schließlich wie s^4 ins Unendliche zu steigen. In diesem Falle wird das α-Teilchen, nach der angegebenen Formel für φ den Kern in immer enger werdenden Windungen umkreisen und schließlich mit ihm zusammenstoßen. Im erstgenannten Falle hat die Kurve $\sigma(s)$ mit der positiven Abszissenachse 2 Schnittpunkte; im zweiten Falle sind diese Schnittpunkte verschwunden. Der Übergang von einem Falle in den andern, wird also dadurch gekennzeichnet sein, daß die Kurve $\sigma(s)$ die Abszissenachse gerade berührt; die zwei Schnittpunkte sind dann zu einem Berührungspunkt zusammengeschmolzen. Offenbar wird dieser Berührungspunkt gefunden werden können als gleichzeitige Wurzel der beiden Gleichungen

$$1 - 2ps - s^2 + qs^4 = 0 \qquad (4)$$

und

$$-2p - 2s + 4qs^3 = 0. \qquad (4')$$

Ein Wert von s, welcher beide Gleichungen befriedigt, existiert natürlich nur dann, wenn p und q in ganz bestimmter Weise miteinander verknüpft sind. Um diese Beziehung zu diskutieren, kann man so vorgehen, daß man annimmt, $s = s_0$ sei eine solche gemeinsame Wurzel. Setzt man dann in (4) und (4') für s diesen Wert s_0 ein, so kann man nunmehr jene Gleichungen als Bestimmungsgleichungen für p und q ansehen. Aus diesen entnimmt man ohne weiteres, da sie in p und q linear sind

$$p = \frac{2 - s_0^2}{3 s_0}, \qquad q = \frac{1 + s_0^2}{3 s_0^4}. \qquad (5)$$

Sind also p und q durch einen Parameter s_0 in dieser Weise dargestellt, so berührt die Kurve $\sigma(s)$ die Abszissenachse im Punkte $s = s_0$. Beachten wir nun die Definitionsgleichungen von p und q, so enthalten dieselben als einzig verfügbare Größe (im Experiment mit bestimmten α-Teilchen und bestimmten Kernen) den Anfangsabstand a, welcher zwischen 0 und ∞ variieren kann. Das kann auch so ausgedrückt werden, daß man das Verhältnis $\frac{q}{p^4}$ bildet und dadurch a eliminiert. Man hat dann

$$\frac{q}{p^4} = \frac{\alpha (m v^2)^3}{e^2 E^4}, \qquad (6)$$

wobei das rechte Glied eine bestimmte durch die experimentellen Bedingungen gegebene Zahl ist, die mit β bezeichnet werden soll, so daß

$$q = \beta p^4. \qquad (6')$$

Der Übergangsfall war durch (5) charakterisiert und war also, je nach Wahl von s_0, noch in einfach unendlich mannigfacher Art herbeizuführen. Da aber experimentell zwischen p und q noch die Beziehung (6') besteht, so werden die Möglichkeiten weiter eingeschränkt. Setzt man die Werte für p und q aus (5) in (6') ein, so folgt

$$1 + s_0^2 = \frac{16}{27} \beta \left(1 - \frac{s_0^2}{2}\right)^4, \qquad (7)$$

d. h. nur solche Werte von s_0, die (7) genügen, führen im betrachteten Experiment zum Übergangsfall. Zusammenfassend ergibt sich also

folgendes Vorgehen: Nachdem $\beta = \frac{a(mv^2)^3}{e^2E^4}$ berechnet ist, bestimme man s_0 aus (7). Aus s_0 folgen dann p und q nach (5), während schließlich eine der Definitionsgleichungen (1) den Wert $a = a_0$ liefert, für den zum erstenmal ein Einfangen des α-Teilchens stattfindet. Wie man leicht sieht, werden dann weiter α-Teilchen, die von kleineren Abstandswerten a ausgehen, alle eingefangen werden.

5. Wir haben jetzt zu diskutieren, wie die Bedingungen zu wählen sind, damit ein Einfangen stattfindet; wir müssen dazu fragen, ob ein solcher Übergangswert $a = a_0$ existiert. Zunächst folgt aus der Definition von p (Gl. (1)), daß diese Zahl positiv ist. Nach (5) kommen nur solche Werte von s_0^2 in Betracht, die zwischen 0 und 2 liegen. In (7) wird also das rechte Glied, ausgehend vom Werte $\frac{16}{27}\beta$ für $s_0^2 = 0$, stetig abnehmen bis zum Werte 0 für $s_0^2 = 2$. Das linke Glied dieser Gleichung steigt im selben Intervall stetig von 1 bis 3. Es wird demnach nur dann ein Wert für s_0^2 existieren, falls $\frac{16}{27}\beta$ größer als 1 ist. Im Grenzfalle $\frac{16}{27}\beta = 1$, wird $s_0^2 = 0$ und im anderen Grenzfalle $\frac{16}{27}\beta = \infty$ wird $s_0^2 = 2$. Mithin ist die wesentliche Bedingung dafür, daß ein α-Teilchen überhaupt eingefangen werden kann, die, daß

$$\beta \geq \frac{27}{16} \tag{8}$$

oder nach der Bedeutung von β auch, daß

$$\frac{mv^2}{2} \geq \frac{3}{4}\left(\frac{e^2E^4}{2a}\right)^{1/3}. \tag{8'}$$

Ist die kinetische Energie $\frac{mv^2}{2}$ nur gerade groß genug, daß in (8') das Gleichheitszeichen gilt, dann ist $s_0 = 0$ und damit nach (5) $p = \infty$, oder nach (1) $a = a_0 = 0$. Nur solche α-Teilchen werden in diesem Falle eingefangen, die genau auf den Mittelpunkt des Kernes zielen. Erst für höhere Werte der kinetischen Energie hat s_0 einen endlichen Betrag; dann ist erst die Anfangsenergie groß genug, um damit den äußeren Abstoßungsbereich zu überwinden und in den Anziehungsbereich der überwiegenden Polarisationskräfte zu gelangen. Es soll hier die Diskussion nicht weiter geführt, sondern nur an einem Spezialfalle die Verhältnisse illustriert werden. Die Zerstreuung finde statt am Al-Kern, dessen Polarisationsfähigkeit nach den früheren Überlegungen, zu $a = 1{,}30 \cdot 10^{-36}$ cm^3 angenommen werden soll. Der Schwellenwert für die kinetische Energie wird dann nach (8') gleich $6{,}0 \cdot 10^{-6}$ erg, einer Geschwindigkeit der α-Teilchen von $1{,}36 \cdot 10^9$ cm/sec entsprechend. Bei den oben diskutierten Versuchen von Rutherford und Chadwick war die größte Geschwindigkeit $1{,}7 \cdot 10^9$ cm/sec, was einer Energie von $9{,}1 \cdot 10^{-6}$ erg entspricht. Es ist also die Möglichkeit vorhanden, daß α-Teilchen in den Kern hineinfallen. Damit sie das tun, müssen sie indessen von einem Anfangsabstand a ausgehen, welcher kleiner als der oben definierte Grenzwert a_0 ist. Man berechnet nach den angegebenen Formeln leicht für a_0 den Wert $a_0 = 0{,}38 \cdot 10^{-12}$ cm, so daß für jene α-Strahlen der Al-Kern sich verhält, wie ein Scheibchen vom Durchmesser $0{,}76 \cdot 10^{-12}$ cm.

Da nach den Versuchen von Rutherford und Chadwick[1]), sowie von Blackett[2]) das Einfangen von α-Strahlen der Kernzertrümmerung unter Aussendung von H-Teilchen vorangeht, so wird man vielleicht versuchen dürfen, das Einfangen der α-Teilchen in obiger Weise zu deuten und damit die Anzahl der zur Zertrümmerung führenden Stöße abzuschätzen. Dabei darf indessen nicht übersehen werden, daß selbst, wenn unsere Ansicht über die Polarisationswirkung sich als richtig erweist, die Ansätze eigentlich nur wieder in genügender Entfernung vom Kern den Kraftverlauf beschreiben können. Kommt das α-Teilchen in den Kern hinein, dann muß natürlich der Kraftverlauf unübersehbar kompliziert werden, ganz abgesehen von der Frage, ob man da überhaupt noch mit den mechanischen Bewegungsgleichungen operieren darf. Deshalb sind wir uns wohl bewußt, daß die Überlegungen über das Einfangen höchstens als ein sehr verwaschenes Bild der Wirklichkeit angesehen werden können.

1) Proc. Phys. Soc. London **36**, 417, 1924.
2) Proc. Roy. Soc. A. **107**, 349, 1925.

Zürich, 4. Februar 1926.

(Eingegangen 6. Februar 1926.)

Die Leistungspolarität bei Ventileffekten.

Von Karl Ippisch.

§ 1.

Streintz und Wessely[1]) haben vor längeren Jahren die unipolare Leitung an Kristallen zum Gegenstand eingehender Untersuchung gemacht. Die von ihnen dort gebrauchten Kristalle waren

1) Physik. Zeitschr. **21**, 42 u. 316, 1920.

zylindrisch geformt mit vollkommen ebenen Grundflächen und lagen zwischen zwei Messingscheiben, die durch eine Stahlpresse an den Kristall mit wechselndem Druck angepreßt wurden. Heißt man i_1 und i_2 die Stromstärken je nach der Richtung, in welcher der Strom durch den Kristall geht, so nennen Streintz und Wessely den Bruch $\frac{i_1 - i_2}{i_1}$ die Unipolarität, wobei $i_1 > i_2$ und daher $\frac{i_1 - i_2}{i_1} = U < 1$ ist.

Der Widerstand eines Kristalls setzt sich zusammen aus seinem Eigenwiderstand, der nach früheren sehr eingehenden Untersuchungen derselben Autoren[1]) sich eng an den der Metalle anschließt und das Ohmsche Gesetz befolgt, während der an den Grenzflächen mit der metallischen Zuleitung entstehende Übergangswiderstand weit größer ist und das Ohmsche Gesetz nicht befolgt. Seine Abhängigkeit von der Stromstärke, vom Druck, mit welchen die metallischen Zuleitungen an den Kristall gepreßt werden, von der Dauer der Berührung und der Natur des Metalls der Zuleitung, schreiben Streintz und Wessely dem Auftreten von Gasschichten zu, die zwischen Metall und Kristall gelagert sind. Heißt man also w'_{12} und w''_{12} die zwei Übergangswiderstände an den beiden metallischen Zuleitungen des Kristalls in der einen Stromrichtung und analog w_{21} und w''_{21} bei Umkehr der letzteren und vernachlässigt den kleinen Eigenwiderstand des Kristalls, so ist der Übergangswiderstand in der Streintzschen Versuchsanordnung

$$w_{12} = w'_{12} + w''_{12} \text{ bzw. } w_{21} = w'_{21} + w''_{21}.$$

Die Annahme, daß dieser Widerstand durch Gasschichten bedingt wird, stützen Streintz und Wessely durch den Umstand, daß die Unipolarität im hohen Grad von der im Stromkreis wirkenden Spannung beeinflußt wird. Am Bleiglanzzylinder zwischen Messingelektroden finden sie in dem Spannungsintervall von 2 bis 12 Volt die Konstanz des Produktes UV, wo V das Ladungspotential ist. In ihrer zweiten Mitteilung[2]) nennen sie dieses Produkt Leistungspolarität und sprechen obiges Gesetz in der Form aus, daß die Leistungspolarität oberhalb 2 Volt unveränderlich ist; bewiesen ist dieser Satz für Bleiglanz und Silberglanz, doch sind die genannten Autoren der Meinung, daß er auch für andere Kristalle Geltung hat, sofern diese polar leiten. Im übrigen hat Streintz in seinen Arbeiten über die Polarität der *Al*-Zelle und der *Pt*-Zelle[1]) gleichfalls den Satz von der Konstanz der Leistungspolarität innerhalb eines bestimmten Spannungsintervalls bestätigen können.

Gerade dieser letzte Umstand legt die Vermutung nahe, ob nicht in ähnlichen Fällen eines Gleichricht- bzw. Ventileffektes die Gesetzmäßigkeiten der Streintzschen Kristall-Versuchsanordnung bzw. der elektrolytischen Zellen wiederkehren. In der Tat scheint die von Streintz und Wessely ausgesprochene Vermutung des Zutreffens des Satzes von der Leistungspolarität an allen Kontakten mit Ventileffekt zu gelten, wie aus vielen eigenen Versuchen hervorgeht. Und in analoger Weise gilt dieses Gesetz für den anodischen Effekt, den viele Metalle zeigen, wenn ihnen poröse Schichten, z. B. Tonzellen, gegen den Elektrolyten vorgelagert werden. Wenn daher die folgenden Mitteilungen gemacht werden, so geschieht dies in der Erwartung, daß obige Frage durch weit schärfere Versuchsanordnungen vielleicht beantwortet werden wird, als sie mit den im Folgenden erwähnten höchst unvollkommenen Methoden beantwortet werden konnte. Soviel aber kann mit einiger Sicherheit gesagt werden, daß die Regel von der Leistungspolarität auch bei primitivsten Kontakten mit Gleichricht- bzw. Ventileffekt gelten, wie sie z. B. beim Hörempfang gebräuchlich sind.

§ 2.

Es wurden also Kristalle in analoger Weise wie beim Hörempfang in Messingnäpfe gefaßt und mittels zweier starker, seitlicher Schrauben hinreichend fest fixiert. Gegen den Kristall wurde die Kontaktspitze oder ein anderer Kristall mit Hilfe einer Spiralfeder und Schraube derart fest angedrückt, daß die ganze Montierung gegen erhebliche Erschütterungen des Hauses bzw. des Experimentiertisches unempfindlich war, was sich am Verhalten der Stromzeiger-Lichtnadel deutlich zu erkennen gibt. Es waren demnach die zur Verwendung kommenden Drucke weit größer als in den gebräuchlichen Detektoranordnungen. Die Kristalle waren der hiesigen Mineralogischen Sammlung entnommen und wurden keiner wie immer gearteten Bearbeitung unterzogen.

Der Kontakt lag an den Polen eines Kommutators; im Stromkreis des Kontaktes lagen veränderliche Widerstände von etwa 2100 Ω im Maximum. Die Spannungen wurden durch Abzweigen von einem Präzisionswiderstand hergestellt, der Strom durch Kompensation an einem Widerstand von 10 Ohm auf etwa 10^{-5} Amp. genau gemessen. Sind die Stromstärken am Kontakt in den beiden Richtungen i_1 und i_2, wo $i_1 > i_2$ sei, so wurden die Messungen so vor-

1) Physik. Zeitschr. **12**, 845, 1911; **13**, 162, 1912; **13**, 673, 1912 u. a.

2) Physik. Zeitschr. **21**, 320, 1920.

1) Physik. Zeitschr. **22**, 141 u. 260, 1921.

Tabelle I.

Nr.	Volt $= V$	i_1	i_2	U	UV
		Rotzinkerz-Stahl			
1	2 Volt	$20{,}1 \cdot 10^{-4}$ A.	$4{,}7 \cdot 10^{-4}$ A	0,766	1,532
2	4	20.4	5.9	0,721	2,884
4	6	20.1	9.9	0,507	3,035
4	8	20.1	12,7	0,364	2,912
5	10	20.1	14.3	0,283	2,830
6	12	20,1	15,2	0,238	2,856
				Mittel:	2,003
		Silizium-Stahl			
7	2 Volt	$20{,}2 \cdot 10^{-4}$ A.	$14{,}4 \cdot 10^{-4}$ A.	0,287	0,574
8	4	20.2	16.9	0,163	0,652
9	6	20,2	17.9	0,113	0,678
10	8	20,2	18.6	0,079	0,632
11	10	20,2	18.9	0,064	0,643
				Mittel:	0,631
		Bleiglanz-Karborund			
12	7,72 Volt	$24 \cdot 10^{-4}$ A.	$9{,}2 \cdot 10^{-4}$ A.	0,617	4,763
13	10.89	24	13 5	0,437	4,759
14	13.93	24	16,0	0,333	4,615
15	16,86	24	17.4	0,271	4 628
16	19.8	24	18,4	0,233	4,613
17	22,77	24	19.0	0,208	4,736
18	25,74	24	19.7	0,167	4,607
				Mittel:	4,674
		Rotzinkerz-Bleiglanz			
19	1,98 Volt	$10 \cdot 10^{-4}$ A.	$0{,}8 \cdot 10^{-4}$ A.	0,920	1,842
20	3.99	10	4.0	0,600	2.376
21	5.94	10	6.4	0.360	2.138 Mittel:
22	7,92	10	7,0	0,300	2.376 2.202
23	9,9	10	7.7	0.230	2.277
24	4,15	25	12.0	0,560	2.324
25	8.12	25	16.9	0.324	2.631
26	10.89	25	18.9	0.244	2,657 Mittel:
27	14.85	25	20.7	0.172	2.554 2.552
28	17.82	25	21.5	0.140	2.459
29	20,79	25	22.0	0,120	2.459
		Chalcopyrit-Rotzinkerz			
30	2,97 Volt	$20 \cdot 10^{-4}$ A.	$0{,}6 \cdot 10^{-4}$ A.	0,970	2,881
31	5,84	20	6.1	0,695	4,059
32	8,91	20	10,9	0,455	4,054 Mittel:
33	11,88	20	13,2	0,340	4,039 4,049
34	14,85	20	14,5	0,275	4,084
35	17,82	20	15.5	0,225	4,010
36	5,05	35	4,1	0,883	4,459
37	5,94	35	10,0	0,714	4,241
38	9,93	35	14.4	0,588	4,074 Mittel:
39	7,92	35	17,1	0,511	4,037 4,277
40	9,9	35	20,2	0,423	4,188
41	11,88	35	21,4	0,388	4,609
42	13,06	35	23,4	0,320	4,371
43	15,13	35	25,2	0,280	4,236

genommen, daß mit Hilfe der veränderlichen Widerstände im Kontakt Stromkreis i_1 konstant gehalten wurde und stufenweise die Spannungen im Kontakt-Stromkreis erhöht wurden; dadurch sank ausnahmslos die Unipolarität $U = \frac{i_1 - i_2}{i_1}$.

Streintz selbst hat diesen Vorgang bei seinen Untersuchungen über die Leistungspolarität eingehalten. Aus der beträchtlichen Anzahl von Messungen (ca. 350) an 15 verschiedenen Kontakten seien die folgenden in Tabelle I zusammengestellt.

Dabei bedeutet i_1 beim Kontakt:

Rotzinkerz-Stahl die Stromstärke in der Richtung Rotzinkerz-Stahl,

Silizium-Stahl die Stromstärke in der Richtung Silizium-Stahl,

Bleiglanz-Karborund die Stromstärke in der Richtung Bleiglanz-Karborund,

Bleiglanz-Rotzinkerz die Stromstärke in der Richtung Bleiglanz-Rotzinkerz,

Chalcopyrit-Rotzinkerz die Stromstärke in der Richtung Pyrit-Rotzinkerz.

i_2 ist dann die Stromstärke in der entgegengesetzten Richtung. Die Unipolarität U fällt mit wachsender Spannung V des Kontaktstromkreises und erscheint ihr innerhalb der angeführten Spannungsintervalle nahezu verkehrt proportional. Die Kurve UV mit den Spannungen als Abszissen steigt ziemlich rasch an, um dann in den angegebenen Intervallen der Spannungsachse nahezu parallel zu werden.

Bildet man aus den Messungen: Nr. 2 bis 6, 8 bis 11, 12 bis 18, 20 bis 23, 25 bis 29, 31 bis 35, 36 bis 43 die Mittelwerte, so betragen die Abweichungen von den angegebenen Mittelwerten der Reihe nach: 4 Proz., 3 Proz., 2 Proz., 7 Proz., 4 Proz., 1 Proz., 8 Proz. der Mittelwerte, während die Steigerung der Spannung in allen Versuchsreihen 200 bis 300 Proz. beträgt; es ist also sicher, daß UV innerhalb der in der Tabelle 1 erwähnten Spannungsintervalle stationär ist. Bildet man aus den Werten von UV, die Streintz bei Bleiglanz zwischen Messing angibt[1]) und an welchen er zuerst den Satz von der Leistungspolarität ausgesprochen hat, den Mittelwert, so beträgt die Abweichung von demselben im Maximum 5 Proz., liegt also innerhalb der maximalen Abweichungen der Tabelle I. Dabei konnte in unserer Versuchsanordnung festgestellt werden, daß an jeder Kontaktstelle der Kristalle, die überhaupt einen teilweisen Ventileffekt zeigte, der Satz von der Leistungspolarität innerhalb der angegebenen Grenzen mit ähnlichen Abweichungen sich bestätigte, wobei die Montierung der Kontaktstelle ohne besondere Sorgfalt und nur mit der Einschränkung getroffen sein mußte,

1) Physik. Zeitschr. **21**, 49, 1920.

daß die Stromzeigerlichtnadel auf mechanische Erschütterungen des Kontaktes nicht reagierte.

§ 3.

Von vielen Autoren wird bemerkt, daß stärkere Ströme am Kontakt die Ventilwirkung verstärken, d. h. die Unipolarität U muß mit wachsender Stromstärke größer werden, wenn die Spannung am Stromkreis des Kontaktes konstant bleibt; trifft man bei der Montierung des Kontaktes eine Stelle geringer Unipolarität, so steigt diese, wenn die Stromstärken am Kontakt wachsen und die Spannung für den Kontaktstromkreis dieselbe bleibt; dieses Anwachsen der Unipolarität U geht umso langsamer vor sich, je höher die am Kontaktstromkreis tätige Spannung ist. Tabelle II gibt eine Übersicht. Von Nr. 1 bis 11, bzw. von Nr. 12 bis 20 war je eine Kontaktstelle beibehalten. Während U bei der Spannung 5,98 Volt nahezu auf seinen vierfachen Wert steigt, erreicht bei der Spannung 10,9 Volt für dieselbe Steigerung von i_1 kaum das eineinhalbfache seines Anfangswertes.

Tabelle II.

Arsenkies-Rotzinkerz.

i_1 ist der Strom von Arsenkies zu Rotzinkerz.

Nr.	V	i_1	i_2	U
1	10,9 Volt	$10 \cdot 10^{-4}$ A.	$8 \cdot 10^{-4}$ A.	0,200
2	10,9	20	15,2	0,240
3	10,9	30	21,6	0,280
4	10,9	40	28,5	0,288
5	10,9	50	35,0	0,300
6	5,98	$5 \cdot 10^{-4}$ A.	$4,4 \cdot 10^{-4}$ A.	0,120
7	5,95	10	8,1	0,190
8	5,98	15	10,5	0,300
9	5,98	20	12,7	0,365
10	5,98	25	15,0	0,376
11	5,98	29,6	16,0	0,459
12	12,9	$10 \cdot 10^{-4}$ A.	$6,2 \cdot 10^{-4}$ A.	0,380
13	12,9	20	11,4	0,430
14	12,9	30	14,8	0,506
15	12,9	40	17,4	0,565
16	12,9	50	19,5	0,601
17	24,9	20	$15 \cdot 10^{-4}$ A.	0,250
18	24,9	30	22	0,267
19	24,9	40	27,4	0,302
20	24,9	50	32,5	0,350

Auch dieses Resultat deckt sich mit dem dritten Satz in der öfters zitierten Arbeit[1]). Ob die dort erwähnte Regel von der Strompolarität auch bei diesen primitiven Kontakten erfüllt ist, soll in einer folgenden Mitteilung untersucht werden. Hier sei noch ein zweites Beispiel einer Gruppe von Ventileffekten angeführt, wo das Gesetz von der Leistungspolarität zutrifft. Bekanntlich zeigt Cu einen starken anodischen Ventileffekt, wenn es als Elektrode an der Außenseite einer mit einem Elektrolyten gefüllten Tonzelle befestigt wird, in welche z. B. Kohle als zweite Elektrode taucht. Nennt man i_K die Stromstärke, wenn Cu Kathode ist und in analoger Weise i_A, wenn es Anode ist, so steigt bei konstantem i_K mit steigender Spannung im Stromkreis der Zelle der Wert von i_A; setzt man $U = \frac{i_K - i_A}{i_K}$ und heißt die im Stromkreis wirkende Spannung V, so zeigt die Tabelle III den Anstieg von UV und seine Konstanz oberhalb ca. 100 Volt.

1) Physik. Zeitschr. 21, 50, 1920.

Tabelle III.

Cu in KoH.

Nr.	Volt	i_K	i_A	U	UV
1	10	0,015 A.	0,00627 A.	0,582	5,82
2	15	0,015	0,00753	0,498	7,47
3	20	0,015	0,00816	0,456	9,12
4	25	0,015	0,00840	0,440	11,0
5	30	0,015	0,00849	0,434	13,02
6	50	0,015	0,00943	0,371	18,55
7	60	0,015	0,01010	0,326	19,56
8	80	0,015	0,01073	0,284	22,72
9	100	0,015	0,01090	0,273	27,30
10	120	0,015	0,01154	0,231	27,67
11	140	0,015	0,01210	0,193	27,02

Vergleichsweise sei erwähnt, daß in der zitierten Arbeit über die Al-Zelle[1]) bei einer Stromstärke $i_K = 0{,}01$ Amp. die Konstanz von UV bei etwa 120 Volt eintritt. Die Gültigkeit des Gesetzes $UV = \text{const}$ bei Ventileffekten verschiedenster Art vorausgesetzt, ließe dann den Schluß zu, daß die Vorgänge in den diese Effekte erzeugenden Schichten im wesentlichen analog sind.

1) Physik. Zeitschr. 21, 477, 1920.

(Eingegangen 18. Februar 1926.)

Über die auflösende Kraft des Mikroskops.

Von F. Goos.

In einer Arbeit von H. Siedentopf[1]) ist eine Vorrichtung zur Steigerung des Auflösungsvermögens des Mikroskops in Form einer Spiegelanordnung in Verbindung mit zwei Spalten ähnlich der Michelsonschen beim Fernrohr beschrieben worden.

In der Gauvereinssitzung des Gaues Niedersachsen der Deutschen Physikalischen Gesell-

1) Zsigmondy-Festschrift (Erg.-Bd. d. Kolloid-Zeitschr. 36).

schrift am 17. Dezember 1925 in Hamburg habe ich gezeigt, daß den Spiegeln keine auflösungssteigernde Eigenschaft zukommt; und kürzlich ist von O. v. Baeyer und Ulrich Gerhardt[1]) ebenfalls diskutiert worden, daß das Auflösungsvermögen durch die gegebene Apertur des Beobachtungsobjektivs beschränkt bleibt. Da das Prinzipielle dieser Frage ohne jede Rechnung durch eine einfache Überlegung erledigt werden kann, so möge dieselbe hier kurz ausgeführt werden:

Das Mikroskopobjektiv O (Fig. 1) sei bis auf zwei Spalte A und B abgeblendet. Von einem

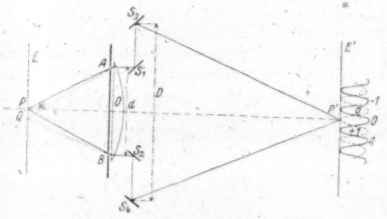


Fig. 1.

leuchtenden Punkt P auf der Achse entsteht dann über die vier ebenen Spiegel S_1, S_2, S_3, S_4 hinweg in der Bildebene E' ein Interferenzstreifensystem (in der Figur als ausgezogene Wellenlinie dargestellt), dessen 0tes Interferenzmaximum ebenfalls, und zwar in P' auf der Achse liegt. Ein zweiter leuchtender bei P in der Objektebene E liegender Punkt Q entferne sich allmählich von P so weit, bis das zugehörige in der Bildebene E' gelegene Interferenzstreifensystem (in der Figur als gestrichelte Linie gezeichnet) sich gegen dasjenige von P so weit verschoben hat, daß das $+1$te von Q herrührende Intensitätsmaximum in die Mitte zwischen dem 0ten und $+1$ten Maximum von P zu liegen kommt, oder was dasselbe ist, das $+1$te Minimum von Q mit dem 0ten Maximum von P in der Systemachse zusammenfällt. Da die Maxima des einen Punktes also in die Lücken zwischen die Maxima der anderen Punkte fallen, ist die resultierende Lichtverteilung in der Bildebene maximal gleichmäßig, es sind kaum noch Interferenzstreifen wahrnehmbar. Aus diesem gut beobachtbaren Verschwinden läßt sich bei gegebenen Dimensionen des optischen Systems der Abstand P—Q berechnen.

Es soll jetzt die Frage entschieden werden, ob durch die Spiegel, von denen die inneren S_1 und S_2 denselben Abstand d wie die beiden Spalte A und B voneinander haben, die äußeren S_3 und S_4 den Abstand D, die auflösende Kraft des Mikroskops, die im allgemeinen von der numerischen Apertur $\sin u$ abhängt, außerdem noch im Verhältnis D/d gesteigert werden kann.

Diese Frage ist nun sofort zu beantworten:

Die eben beschriebenen zwei Interferenzsysteme waren dadurch charakterisiert, daß in der Bildebene E' das 0te Maximum von P mit dem $+1$ten Minimum von Q zusammenfällt, und zwar auf der Achse des ganzen Systems in P'. Alle Strahlen im Bildraum, ebenfalls die Lage der vier Spiegel sind symmetrisch zu dieser Achse. Die Strahlen, die zum 0ten Maximum von P beitragen, also mit gleicher Phase in P' anlangen, nehmen im Bildraum genau denselben Weg wie die von Q ausgehenden, die in P' mit $^1/_2$ Wellenlängen Phasenverschiebung landen; sie haben diese Phasenverschiebung bereits auf den ungleichen Weglängen QA bzw. QB erhalten, da ja die Weglängen AS_1S_2P' und BS_2S_1P' wegen der symmetrischen Anordnung identisch sind. Durch Wegnahme der vier Spiegel wird an der Symmetrie im Bildraum nichts geändert; das Charakteristische des Zusammenfallens des 0ten Maximums von P mit dem $+1$ten Minimum von Q auf der Achse in P' bleibt also erhalten, d. h. die Spiegel haben keine die auflösende Kraft steigernde Eigenschaft, sie ändern nur die linearen Abstände der Maxima voneinander sowohl für P wie für Q, die Interferenzstreifen bleiben aber ebenso ineinander geschachtelt wie vorher.

Nun noch ein Wort darüber, warum die Anordnung bei Michelson in Verbindung mit dem Fernrohr Erfolg hat.

Beim Fernrohr (Fig. 2) stehen die Spiegel im Objektraum; nicht wie beim Mikroskop im

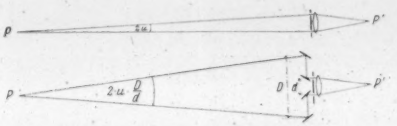


Fig. 2.

Bildraum. Sie vergrößern die beim Fernrohr allerdings sehr kleine Apertur im Verhältnis der Abstände der äußeren Spiegel zu den inneren, also im Verhältnis D/d, so daß aus der Apertur $\sin u$ ohne Spiegel die neue Apertur $\sin u \cdot D/d$ mit Spiegelanordnung wird. Die dadurch bewirkte Vergrößerung der auflösenden Kraft ist aber auch nicht unbegrenzt. Denkt man sich z. B. ein Objekt in 1 km Entfernung und beschränkt man sich auf die dem Maximalwert, nämlich 1,

[1]) Zeitschr. f. Phys. 35. 718, 1925.

schon sehr nahe kommende Apertur von 0,95 entsprechend einem halben Öffnungswinkel von 72°, so müßten die beiden äußeren Spiegel einen Abstand von 6 km haben, um diese Apertur zu erreichen. Eine weitere Entfernung der beiden Spiegel könnte die auflösende Kraft nur noch um weitere 5 Proz. erhöhen. Mit einem solchen, allerdings wohl praktisch kaum ausführbaren Instrument, könnte man noch Objekte von der Größe einiger Zehntausendstel Millimeter in ein Kilometer Entfernung auflösen.

Hamburg, Physikalisches Institut der Universität, 19. Februar 1926.

(Eingegangen 24. Februar 1926.)

Über die Kristallstruktur der Heuslerschen Legierungen.

Von Leiv Harang.

Der Zweck dieses Aufsatzes ist, eine kurze, vorläufige Mitteilung einer Arbeit über die Struktur der Heuslerschen Legierungen zu geben. Die Untersuchungen sind noch nicht abgeschlossen, und eine ausführlichere Beschreibung der Ergebnisse wird später erscheinen.

Nach der Entdeckung Heuslers, daß Legierungen von *Al-Mn-Cu* und *Sn-Mn-Cu* ferromagnetische Eigenschaften zeigen, sind zahlreiche Untersuchungen unternommen, um die magnetischen Eigenschaften in Zusammenhang mit chemischen und thermischen Vorgängen zu bringen.

Nach Preußer[1]) zeigen die Aluminium-Manganbronzen für jede Mangankonzentration ein Maximum der Magnetisierbarkeit, wenn der Aluminiumgehalt 12—13 Proz. beträgt. Daraus hat Heusler[2]) geschlossen, daß der Träger der magnetischen Eigenschaften eine komplexe Verbindung mit der Formel $(AlM_3)_x$ sei, wo M_{3x} eine isomorphe Mischung von Mangan und Kupfer sein soll.

Nach Semm[3]) zeigen die Zinn-Manganbronzen ein analoges Verhalten. Die Proben zeigen eine maximale Magnetisierbarkeit, wenn die Zusammensetzung der Formel $(SnM_3)_x$ entspricht. Gewöhnlich treten die magnetischen Eigenschaften bei Alterung stärker hervor, doch haben sie zwischen 260—320° C einen magnetischen Umwandlungspunkt.

Hier soll ein Resumé der Strukturbestimmungen der Aluminium-Manganbronzen gegeben werden, eine Untersuchung der Zinn-Manganbronzen ist zur Zeit im Gange.

Es wurden nur Proben hergestellt, deren magnetische Eigenschaften früher von anderen — besonders Preußer — untersucht waren. Die Gußnummern sind seiner Arbeit entnommen. Die Proben wurden in Stäbchen von ca. 1 mm Durchmesser gegossen, und 100 Stunden in siedendem Xylol gealtert. Die Strukturen wurden nach dem Verfahren Scherrer-Debye ermittelt, ein Röntgenrohr mit Kupferantikathode diente als Strahlenquelle.

Die wichtigsten bis jetzt gewonnenen Resultate sind in folgender Tabelle zusammengestellt.

Wie man aus der Tabelle sieht, treten drei verschiedene Gitter auf: zwei kubische, raumzentrierte mit konstanter Kantenlänge bzw. 2,975 Å und 2,903 Å, und ein kubisches, flächenzentriertes Gitter mit variabler Kantenlänge. Teils treten alle drei Gitter in den Legierungen auf, teils zwei oder nur ein Gitter. Die Aufnahmen von Guß Nummer 132 und 116, Fig. 1 sind Beispiele hierfür.

Die Intensitäten der Linien verteilen sich, als ob wir es mit einem homogenen Gitter zu tun haben.

Guß Nr.	*Al*	*Mn*	*Cu*	Raumzentriert Kantenlänge	Raumzentriert Kantenlänge	Flächenzentriert Kantenlänge	Maximalinduktion (nach Preußer)
35	5,7	27,7	66,6			3,709 Å	0 Gauß
36	9,6	29,5	60,9	2,976 Å			264
20	10,7	26,1	63,2	2,979		3,600	400
43	12,3	27,1	60,6	2,975	2,901 Å	3,553	422
41	14,3	25,6	60,1	2,971		3,618	402
32	14,6	26,5	59,1	2,973			430
134	16,3	26,5	58,2	2,977			185
133	14,2	19,9	65,9	2,971	2,906		259
132	13,4	18,5	68,1	2,978			274
108	16,7	17,2	68,1	2,973	2,901	3,557	65
116	15,1	12,4	72,5	2,978	2,910	3,565	96
96	16,7	12,5	70,8	2,976	2,901	3,536	36
0	15,8	10	74,2	2,971	2,901	3,552	?

1) Inaug.-Diss. Marburg 1908. — 2) Heusler u. Richarz, Zeitschr. f. anorg. Chem. **61**, 265, 1009. — 3) Inaug.-Diss. Marburg 1915.

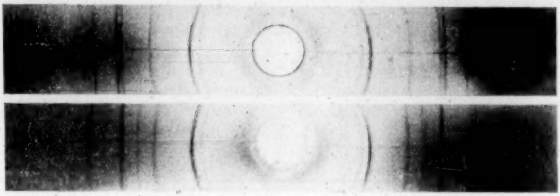


Fig. 1.

Die zwei raumzentrierten Gitter lassen sich am einfachsten so erklären:

Das raumzentrierte Gitter mit Kantenlänge 2,975 Å besteht aus einem *Cu*-Atom und einem *Mn*-Atom. Da die Atomnummer des Kupfers und des Mangans einander ziemlich nahe liegen, reflektiert das Gitter wie ein homogenes Gitter. Der Atomradius des Kupfers ist $r_{Cu} = 1{,}276$ Å (aus der Kantenlänge des Kupfergitters $d_{100} = 2{,}608$ Å berechnet), der des Mangans ist $r_{Mn} = 1{,}293$ (aus der γ-Modifikation des Mangans berechnet[1]).

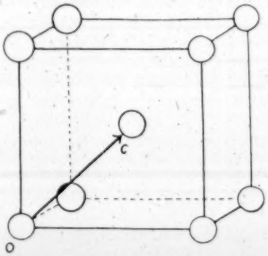


Fig. 2.

Der berechnete Wert des Zentrenabstands OC (Fig. 2) wird:

$$OC = r_{Cu} + r_{Mn} = 2{,}569 \text{ Å},$$

während der beobachtete Wert $CO_{beob.} = 2{,}576$ Å wird.

Man muß annehmen, daß das zweite raumzentrierte Gitter aus zwei Kupferatomen besteht. Der beobachtete Wert von OC wird hier $OC_{beob.} = 2{,}515$ Å, während die Berechnung aus den Atomradien $OC = 2r_{Cu} = 2{,}551$ gibt. Obwohl Kupfer den kleinsten Atomradius der Komponenten besitzt, gibt die Berechnung aus den Atomradien für OC einen noch zu großen Wert.

[1]) Westgren u. Phragmén, Zeitschr. f. Phys. 33, 777. 1925.

Das kubische flächenzentrierte Gitter mit variabler Kantenlänge ist nicht leicht zu deuten. Es liege nahe, anzunehmen, daß dieses Gitter von einer Art von Mischkristallen herstamme. Wie man aber aus der Tabelle sieht, nimmt die Kantenlänge mit wachsendem Aluminiumgehalt ab. Da aber Aluminium den größten Atomradius besitzt, ist es auch schwer, sich das Gitter als ein gewöhnliches Mischkristallgitter zu denken. Die einzige Möglichkeit ist, daß Aluminium hier mit einem kleineren Atomradius auftritt und beim Eintritt ins Gitter dieses zusammenzieht.

Wie man auch aus der Tabelle sieht, gibt es keinen einfachen Zusammenhang zwischen der Magnetisierbarkeit und dem Vorkommen der verschiedenen Gitter. Das einzige Gitter, das in allen magnetisierbaren Proben vorkommt, ist das raumzentrierte Gitter mit Kantenlänge 2,975 Å, es liegt deshalb nahe, diesem Gitter die magnetischen Eigenschaften zuzuschreiben — falls man überhaupt einem einzelnen Gitter dies zuschreiben kann.

Am Schlusse möchte ich hier Herrn Professor L. Vegard, der mir die Anregung zu dieser Untersuchung gegeben hat, und der mich auch sonst in vorzüglichster Weise unterstützt hat, meinen besten Dank aussprechen.

Oslo, Physikalisches Institut, Januar 1926.

(Eingegangen 11. Februar 1926.)

Über den Radiumgehalt der Thermen von Gastein und Karlsbad.

Von Heinrich Mache und Felix Kraus.

Während im Laufe der letzten Jahre der Radongehalt fast aller irgendwie bemerkenswerten Quellen gemessen wurde, sind Bestimmungen des Gehaltes an Radium nur selten vorgenommen worden, obwohl sie kaum geringeres Interesse beanspruchen können und zur Kennzeichnung der Radioaktivität einer Quelle

unentbehrlich sind. Dabei sind solche Messungen kaum schwieriger auszuführen als die des Emanationsgehaltes, sofern man sich nur entschließt, die Messungen nicht mit transportablen Instrumenten an Ort und Stelle selbst, sondern mit einem empfindlichen Elektrometer im Laboratorium vorzunehmen.

Die folgende Zusammenstellung gibt den Radiumgehalt der wichtigsten Quellen von Gastein und Karlsbad in Billionstel Gramm pro Liter. Die Gasteiner Quellen wurden im Oktober 1920, die Karlsbader im Juni 1925 gemessen. Die Apparatur und das Meßverfahren waren in beiden Fällen die gleichen, wie sie an anderem Orte bereits ausführlich beschrieben wurden[1]).

I. Gastein.

Franz-Josephs-Stollen, hintere Quelle	25,6	40,8° C
„ vordere „	12,6	45,1
„ vorderste „	4,3	40,3
Rudolfstollen, linke Quelle	154	47,3
„ rechte „	10,7	47,1
Wasserfallquelle	0,2	37,0
Chirurgen-(Lainer-)Quelle, linke Quelle	21,0	47,0
Chirurgen-(Lainer-)Quelle, rechte Quelle	5,7	47,3
Doktorquelle	8,6	44,4
Elisabethstollen, Hauptquelle	6,3	46,7
„ Nordquelle	142	44,3
„ Südquelle	5,0	46,1
Reissacherstollen, linke Quelle	0,8	40,1
„ Mischwasser	1,7	41,3
Grabenbäckerquelle	1,2	36,2

II. Karlsbad.

Sprudel	48,6	72,0° C
Schloßbrunnen	46,7	60,2
Rosenquelle	34,7	43,5
Neubrunnen	35,3	48,7
Mühlbrunnen	43,8	50,6
Marktbrunnen	52,3	52,0
Kurhausquelle	43,6	63,4
Karl IV.-Quelle	52,0	53,9
Felsenquelle	43,4	55,5
Bernhardsbrunnen	53,9	57,1

Kolhörster hat im Jahre 1912 für den Radiumgehalt des Karlsbader Sprudels 97 Billionstel Gramm/Liter erhalten[2]), das Doppelte des jetzt gemessenen Wertes. Der gleiche Autor untersuchte auch noch den Radiumgehalt der linken Chirurgen-(Lainer-)Quelle in Gastein und fand ihn gleich 19 Billionstel Gramm/Liter in guter Übereinstimmung mit dem oben angegebenen Wert. Daß in Gastein der Radiumgehalt der Quellen sich mit der Zeit nicht oder nicht viel ändert, beweisen auch die Messungen des Radiumgehaltes der Elisabeth-Hauptquelle und der linken Quelle im Rudolfstollen aus dem Frühjahr 1913. Die damals gefundenen Werte 7,1 und 142 weichen von den hier gegebenen nicht wesentlich ab. Es fällt schwer, anzunehmen, daß in Karlsbad der Radiumgehalt des Sprudels seit 1912 tatsächlich auf die Hälfte gesunken sein sollte, um so mehr, als der Unterschied im Radiumgehalt der einzelnen Quellen dort auffallend gering ist, also wohl angenommen werden müßte, daß diese Veränderung alle Quellen betroffen hat. Weit eher wäre in Gastein mit der Möglichkeit zu rechnen, daß sich der Radiumgehalt einzelner Quellen mit der Zeit verändert, da er dort in unmittelbar nebeneinander ausbrechenden Quelladern ganz verschiedene Werte hat und offenbar, ebenso wie die Emanation, mit dem hochaktiven, lockeren Schlamm zusammenhängt, der sich im Ausgang der Quellenspalten mehr oder weniger vollständig absetzt.

Es sei noch bemerkt, daß die obigen Ergebnisse die Anschauung stützen, nach welcher die Thermen von Karlsbad einer gemeinsamen Urquelle entstammen, während die von Gastein den größten Teil ihrer Wärme erst kurz vor dem Austritt durch aus großen Tiefen aufsteigenden und in den wasserführenden Schichten kondensierenden Dampf erhalten. Das ganz verschiedene Verhalten regt jedenfalls dazu an, derartige Messungen auch in anderen Thermalgebieten auszuführen.

Wien, I. Physik. Inst. d. techn. Hochschule.

(Eingegangen 24. Februar 1926.)

1) Wien. Ber. **123**, 325, 1914.
2) Verh. d. Deutsch. Physikal. Ges. **14**, 356, 1912.

Über die Dielektrizitätskonstante von Elektrolytlösungen.

Von H. Sack.

Wenn wir die D.K. einer Lösung kleiner Konzentration berechnen wollen, so ist wohl die einfachste Annahme, die Moleküle des gelösten Stoffes seien Kugeln von der D.K. D_1 und vom Radius ϱ. Befinden sich n solcher Moleküle in 1 cm³ des Lösungsmittels von der D.K. D_0, so wird die D.K. der Lösung, falls $D_0 >> D_1$

$$D = D_0\left[1 - \frac{D_0 - D_1}{D_0} \cdot n \cdot \frac{4\pi}{3}\varrho^3\right].$$

Nach eigenen Messungen an wässerigen Zuckerlösungen würde sich nach dieser Formel ein

Radius von 3 Å ergeben, was ungefähr der Erwartung für die Größe des Moleküls entspricht. Anders verhält es sich jedoch bei wässerigen Elektrolytlösungen. Nach Messungen an KCl von Walden und Ulich würde ein Radius von 15,7 Å, nach eigenen Messungen ein solcher von 11 Å anzunehmen sein, also Werte, die mit den wirklichen Ionenradien nicht zu vergleichen sind. Für diese Diskrepanz ist schon öfters die Ladung des Ions verantwortlich gemacht worden, und zwar wurde folgendermaßen überlegt: Bekanntlich besitzt das Wassermolekül einen elektrischen Dipol. In den sehr starken Feldern in der Nähe des Ions werden diese Dipole fast vollständig gerichtet und folgen einem kleinen äußeren Felde kaum mehr. Dadurch wird die D.K. für dieses äußere Feld nur noch angenähert den optischen Wert haben. Die Messungen würden nun besagen, daß innerhalb einer Kugel vom oben erwähnten Radius die Dipole vollständig gerichtet sind. Eine genauere Berechnung dieser „Sättigungssphäre" auf Grund des Richtungseffektes in ionialen Feldern ist meines Wissens noch nicht gegeben worden. Im Folgenden soll dies versucht werden.

Betrachten wir also eine punktförmige Ladung e in einer Dipolsubstanz. In einem beliebigen Punkte wird von dieser Ladung her eine dielektrische Verschiebung $\mathfrak{D}$ und eine Feldstärke $\mathfrak{E}$ herrschen, die durch folgende Beziehung verknüpft sind

$$\mathfrak{D} = \varepsilon \cdot \mathfrak{E}.$$

Dabei ist ε nur vom Absolutwert der Feldstärke, nicht von ihrer Richtung abhängig. Legen wir nun in radialer Richtung ein kleines Feld $d\mathfrak{E}$, so wird nur der absolute Wert von $\mathfrak{E}$ geändert, und es entspricht dem ein Zuwachs von $\mathfrak{D}$ um $d\mathfrak{D}$, der aus dieser Gleichung zu berechnen ist, indem man statt der Vektoren ihre Absolutwerte setzt. Die D.K. für ein solches äußeres Feld wird dann

$$D_r = \frac{d\mathfrak{D}}{d\mathfrak{E}}.$$

Für ein Feld in tangentialer (senkrecht zur radialen) Richtung wird die Größe von $\mathfrak{E}$ nicht geändert, $\mathfrak{E}$ wird nur um einen kleinen Winkel gedreht. Das zugehörige $d\mathfrak{D}$ wird nun $d\mathfrak{D} = \varepsilon d\mathfrak{E}$. Daraus folgt die D.K. für ein tangentiales Feld

$$D_\vartheta = \frac{d\mathfrak{D}}{d\mathfrak{E}} = \varepsilon = \frac{\mathfrak{D}}{\mathfrak{E}}.$$

Das Medium um das Ion herum verhält sich kristallinisch mit zwei verschiedenen D.K. in radialer und tangentialer Richtung. Wir können nun berechnen, wie der Potentialverlauf eines äußeren homogenen Feldes durch ein solches Ion und seine Umgebung gestört wird. Die Gleichung

$$\operatorname{div} \mathfrak{D} = 0$$

liefert uns eine Differentialgleichung zur Bestimmung des Potentials φ

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 D_r \frac{\partial \varphi}{\partial r}\right) + \frac{D_\vartheta}{\sin\vartheta}\frac{\partial}{\partial \vartheta}\left(\sin\vartheta \frac{\partial \varphi}{\partial \vartheta}\right) = 0.$$

Wir denken uns das Ion als eine Kugel vom Radius a, behaftet mit einer D.K. D_1. Wir zerlegen das Potential in eines im Innern dieser Kugel φ_i und in ein äußeres φ_a und machen die Ansätze

$$\varphi_i = -X_i r \cos\vartheta,$$
$$\varphi_a = -Xr\cos\vartheta + \mu R \cos\vartheta.$$

R muß dann der folgenden Differentialgleichung genügen

$$\frac{d}{dr}\left(r^2 D_r \frac{dR}{dr}\right) - 2D_\vartheta R = \frac{X}{\mu}\left[\frac{d}{dr}(r^2 D_r) - 2D_\vartheta r\right].$$

X ist das ungestörte äußere Feld, X_i und μ berechnen sich aus den Grenzbedingungen an der Ionenoberfläche, die verlangen, daß die Normalkomponente der dielektrischen Verschiebung und die Tangentialkomponente der Feldstärke die Grenzfläche stetig durchsetzen.

Ist das Potential so bestimmt, so gelangen wir auf folgende Art zur D.K. der Lösung: Ich kann in jedem Punkte die Feldstärke in tangentialer und radialer Richtung berechnen:

$$\mathfrak{E}_r = -\frac{\partial \varphi}{dr}, \quad \mathfrak{E}_\vartheta = -\frac{1}{r}\frac{\partial \varphi}{d\vartheta}.$$

Daraus folgt die dielektrische Verschiebung

$$\mathfrak{D}_r = D_r \cdot \mathfrak{E}_r, \quad \mathfrak{D}_\vartheta = D_\vartheta \mathfrak{E}_\vartheta$$

und die Polarisationen

$$4\pi \mathfrak{P}_r = \mathfrak{D}_r - \mathfrak{E}_r, \quad 4\pi \mathfrak{P}_\vartheta = \mathfrak{D}_\vartheta - \mathfrak{E}_\vartheta.$$

Wir nehmen nun die Komponenten der Polarisationen in Richtung des äußeren Feldes und integrieren sie über eine Kugel vom Radius R, außerhalb welcher der Einfluß des Ions verschwindet. So erhalten wir die Polarisation dieser Kugel; sie sei mit $\mathfrak{P}_R$ bezeichnet. Um die Polarisation eines cm³ der Lösung zu erhalten, haben wir vorerst von der Polarisation eines cm³ des reinen Lösungsmittels den Anteil von n Kugeln vom Radius R zu subtrahieren und ihn zu ersetzen durch die oben berechnete Polarisation. Ist D_0 die D.K. des Lösungsmittels, so beträgt die Polarisation eines cm³ $\frac{1}{4\pi}(D_0 - 1)X$ und die Polarisation eines cm³ der Lösung wird

$$4\pi \mathfrak{P} = (D_0 - 1)X - (D_0 - 1)X \cdot \frac{4\pi}{3} R^3 + n \cdot \mathfrak{P}_R.$$

Daraus folgt die D.K. der Lösung, indem nach Definition

$$D = \frac{\mathfrak{D}}{X} \quad (\mathfrak{D} = \text{makroskopisch beobachtbare dielektrische Verschiebung})$$

und nach der Berechnung $\mathfrak{D} = \mathfrak{E} + 4\pi\mathfrak{P}$.

Führt man diese Rechnungen aus, so folgt

$$D = D_0 - n\frac{4\pi}{3}a^3\left[2D_0 - D_r{}^a - 1 - (D_1 - 1)\frac{X_i}{X} - (2D_0 + 1)\frac{\mu}{a^3X} - \frac{\mu}{X}\left(D_r{}^a\left(\frac{dR}{dr}\right)_a - \frac{R_a}{a}\right)\right],$$

wobei der Index a darauf hinweist, daß die betreffenden Werte für $r = a$ zu nehmen sind.

Es bleibt nur noch übrig, die Differentialgleichung für R zu integrieren, und seine Werte an der Ionenoberfläche zu bestimmen. Dazu müssen D_r und D_ϑ bekannt sein. Nehmen wir eine regelmäßige Verteilung der Wassermoleküle an, und vernachlässigen wir die gegenseitige Wirkung der Dipole aufeinander, so können wir nach Debye $\mathfrak{D}$ und $\mathfrak{E}$ in Parameterform mit der inneren Feldstärke K als Parameter darstellen:

$$\mathfrak{E} = K - \frac{4\pi}{3}\mathfrak{P},$$

$$\mathfrak{D} = K + 2\cdot\frac{4\pi}{3}\mathfrak{P}.$$

Die Polarisation ist bestimmt durch

$$\mathfrak{P} = cK + n_0\mu\left[\operatorname{Cotgh}(x) - \frac{1}{x}\right], \quad x = \frac{\mu K}{kT},$$

(n_0 = Zahl der Dipole pro cm³, μ Moment des Dipols, c optische Polarisierbarkeit.)

Berücksichtigen wir noch, daß

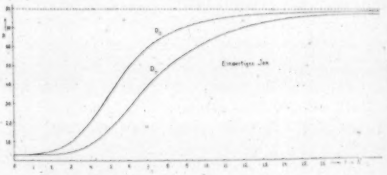
$$\mathfrak{D} = \frac{e}{r^2},$$

so sind durch diese Gleichungen $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{D}$ und damit D_r und D_ϑ als Funktionen von r bestimmt. Am einfachsten wird man nun D_r und D_ϑ aufzeichnen und die Differentialgleichung graphisch oder mittels einer analytischen Näherungsmethode integrieren. In der beigegebenen Figur sind D_r und D_ϑ aufgetragen unter der Annahme, daß der optische Wert der D.K. des Wassers 3 ist.

Die D.K. einer wässerigen ein-einwertigen Salzlösung ergibt sich dann zu

$$D = 80\,[1 - 3{,}0\,\gamma],$$

wenn γ die Konzentration in Mol pro Liter. Deuten wir dies Resultat in dem am Anfange gegebenen Sinne um, so würde sich daraus eine ‚Sättigungssphäre' von 8,6 Å Radius ergeben. Unter Annahme eines optischen Wertes von 2 erhält man eine solche von 9,1 Å. Unter Berücksichtigung der Vereinfachungen, die wir vorgenommen haben, und der noch einigermaßen ungenauen experimentellen Bestimmungen der D.K. von Elektrolytlösungen, dürfte dieses Resultat der Beobachtung entsprechen. Es ist auch von Interesse, zu bemerken, daß die Rechnung einen von der wirklichen Größe der Ionen unabhängigen Wert liefert. Das gegebene Resultat ist gültig für Ionenradien von 1 bis 3,5 Å.



Überschlagsrechnungen zeigen, daß analoge Rechnungen für nicht wässerige Lösungen ebenfalls den Beobachtungen ungefähr gerecht werden.

Die genauen Rechnungen sowie weitere experimentelle Bestimmungen von D.K. sollen in Bälde folgen. Die Arbeit wurde ausgeführt unter Leitung von Herrn Prof. Dr. P. Debye im Physikalischen Institut der Eidg.-Techn. Hochschule.

Zürich, im Februar 1926.

(Eingegangen 22. Februar 1926.)

Das Gravitationsfeld einer geladenen Ebene.

Von S. C. Kar.

Der Zweck dieser Mitteilung ist, eine strenge Lösung der Einsteinschen Gravitationsgleichungen in dem Fall anzugeben, wo das Feld von einer unendlichen, materiellen, von Elektrizität geladenen Ebene erzeugt wird. Die entsprechende Lösung für eine ungeladene Ebene ist schon in einer von Herrn Levi-Civita[1]) gegebenen Formel enthalten und lautet

$$d\sigma^2 = \alpha x_1 dx_0{}^2 - \beta\frac{dx_1{}^2}{x_1{}^5} - \frac{1}{x_1{}^2}\left(dx_2{}^2 + dx_3{}^2\right).$$

1) Reale Accademia dei Lincei **27**, 240, 1918.

Wir gehen von einer analogen Form für $d\sigma$ aus, und zwar setzen wir

$$d\sigma^2 = f^2 dx_0^2 - dx_1^2 - s^2(dx_2^2 + dx_3^2),$$

wo f und s Funktionen nur von x_1 sind. Diese Form läßt sich übrigens, abgesehen von einer leichten Transformation, allein aus Symmetriegründen rechtfertigen.

Wenn man

$$f^2 = g_{00}, \quad -1 = g_{11}, \quad -s^2 = g_{22} = g_{33}$$

setzt, bekommt man leicht

$$\left\{\begin{matrix}1\\0\end{matrix}\right\} = \left\{\begin{matrix}0\\0\end{matrix}\right\} = \frac{f'}{f}; \quad \left\{\begin{matrix}0\\1\end{matrix}\right\} = ff';$$

$$\left\{\begin{matrix}2\\1\end{matrix}\right\} = \left\{\begin{matrix}3\\1\end{matrix}\right\} = -ss';$$

$$\left\{\begin{matrix}1\\2\end{matrix}\right\} = \left\{\begin{matrix}2\\1\end{matrix}\right\} = \frac{s'}{s}; \quad \left\{\begin{matrix}1\\3\end{matrix}\right\} = \left\{\begin{matrix}3\\1\end{matrix}\right\} = \frac{s'}{s};$$

wo der Strich Differentiation nach x_1 bedeutet. Die anderen Christoffelschen Symbole werden gleich Null. Daraus bekommt man für die nicht-verschwindenden Komponenten des Riemann-Christoffelschen Tensors die folgenden Ausdrücke

$$R_{00} = -ff'' - ff' \cdot \frac{2s'}{s}; \quad R_{11} = \frac{f''}{f} + \frac{2s''}{s};$$

$$R_{22} = R_{33} = -ss'' + s'^2 + ss' \cdot \frac{f'}{f}.$$

Wenn man nun die elektromagnetischen Potentiale $= \Phi_0, \Phi_1, \Phi_2, \Phi_3$ setzt, wird, weil das betrachtete Feld rein elektrostatisch ist,

$$\Phi_1 = \Phi_2 = \Phi_3 = 0$$

und Φ_0 eine Funktion nur von x_1. Damit werden die nicht verschwindenden kovarianten Komponenten des Feldes

$$F_{01} = -F_{10} = \Phi_0' \quad \left(\text{wo } \Phi_0' = \frac{\partial \Phi_0}{\partial x_1} \text{ ist}\right).$$

Also wird

$$F^{01} = -F^{10} = g^{00} g^{11} F_{01} = -\frac{\Phi_0'}{f^2}.$$

Die Bedingung dafür, daß keine elektrische Ladung und kein Strom im freien Raum auftritt, wird durch die Maxwellsche Gleichung ausgedrückt

$$\frac{d}{dx_1}(F^{01}) = 0 = \frac{d}{dx_1}(F^{01}\sqrt{-g}),$$

wo F^{01} die kontravariante Felddichte bedeutet. Also durch Integration wird $\Phi_0' = \frac{\varepsilon f}{s^2}$, wo ε eine Konstante ist, die sich auf die Ladung bezieht.

Nun ist der gemischte elektromagnetische Energietensor $E_\mu^\nu = -F^{\nu\alpha}F_{\mu\alpha} + \frac{1}{4} g_\mu^\nu F^{\alpha\beta}F_{\alpha\beta}$. Hieraus bekommt man

$$E_1^1 = -E_2^2 = -E_3^3 = E_0^0 = \frac{1}{2}\frac{\varepsilon^2}{s^4};$$

$$E_\mu^\nu = 0 \text{ für } \nu \neq \mu.$$

Da die Gravitationsgleichungen für den freien Raum wie $R_{\mu\nu} = -8\pi E_{\mu\nu}$ (1) lauten, bekommt man die folgenden drei Gleichungen

$$-ff'' - ff' \cdot \frac{2s'}{s} = -8\pi g_{00} E_0^0 = -4\pi\varepsilon^2 \frac{f^2}{s^4}, \tag{1}$$

$$\frac{f''}{f} + \frac{2s''}{s} = -8\pi g_{11} E_1^1 = 4\pi\varepsilon^2 \cdot \frac{1}{s^4}, \tag{2}$$

$$ss'' + s'^2 + ss' \cdot \frac{f'}{f} = -8\pi g_{22} E_2^2 = -4\pi\varepsilon^2 \frac{1}{s^2}. \tag{3}$$

Aus Gl. (1) und (2) erhält man das Integral $f = Bs'$, wo B eine Integrationskonstante ist. Wenn f in Gl. (2) und (3) durch Bs' ersetzt wird, erhält man bzw.

$$\text{(a)} \quad \frac{s'''}{s'} + \frac{2s''}{s} = 4\pi\varepsilon^2 \cdot \frac{1}{s^4}$$

und

$$\text{(b)} \quad 2s''s + s'^2 = -4\pi\varepsilon^2 \frac{1}{s^2},$$

von denen die erste Gleichung in der zweiten enthalten ist. Die letztere liefert das Integral

$$s'^2 = \frac{4\pi\varepsilon^2}{s^2} + \frac{c}{s},$$

wo c eine Integrationskonstante ist.

Die Maßbestimmungsformel kommt also nun in der folgenden Form heraus

$$d\sigma^2 = B^2\left(\frac{4\pi\varepsilon^2}{s^2} + \frac{c}{s}\right)dx_0^2 - \frac{ds^2}{\frac{4\pi\varepsilon^2}{s^2} + \frac{c}{s}} - s^2(dx_2^2 + dx_3^2),$$

$$= B^2(4\pi\varepsilon^2 y^2 + cy)\,dx_0^2 - \frac{dy^2}{y^4(4\pi\varepsilon^2 y^2 + cy)} - \frac{1}{y^2}(dx_2^2 + dx_3^2),$$

wenn man $y = \frac{1}{s}$ setzt.

Die letztere Form muß nun als die strenge Lösung der Einsteinschen Gleichungen im vorliegenden Fall gelten, weil sie, wenn man ε (also die Ladung) gleich Null setzt, in die Levi-Civitasche Form übergeht. Weitere Be-

1) Die Schreibweise ist die von Eddington benutzte; siehe The Mathematical Theory of Relativity von Eddington, p. 184.

stätigung findet man darin, daß das elektrostatische Potential, das aus der Gleichung

$$\Phi_0' = \frac{\varepsilon f}{s^2} = \frac{\varepsilon Bs'}{s^2}$$

zu entnehmen ist, die gewöhnliche Gestalt, nämlich $\Phi_0 = -\varepsilon By +$ konst. annimmt, wenn man es in jenen Koordinaten ausdrückt.

(Eingegangen 17. Februar 1926.)

Elastizität und Schmelzpunkt.

Von Jas. P. Andrews.

W. Widder hat in seinem in dieser Zeitschrift erschienenen Aufsatz[1]) versucht, eine Beziehung zwischen den Elastizitätsmoduln und den Schmelzpunkten einiger Metalle festzustellen. Diese Frage habe auch ich behandelt[2]), und meine Schlüsse werden vielleicht interessieren. Herr Widder zeigt, daß für Eisen, Kupfer und Aluminium, die Kurve, die aus Elastizitätsmodul als Ordinate und Temperatur als Abszisse gebildet wird (und die Herr Widder als linear annimmt), wenn sie bis auf den Punkt $E = 0$ fortgesetzt wird, die Temperaturachse im Schmelzpunkte schneidet. Diese sehr einfache Beziehung, die man mit der Formel $E_t = c(\tau - T)$ oder, in absoluten Temperaturen,

$$E_T = E_0\left(1 - \frac{T}{T_0}\right)$$

beschreiben kann, worin t die Celsiustemperatur, und T_0 der absolute Schmelzpunkt ist, hat Herr Widder aus Untersuchungen über etwas enge Temperaturbereiche hergeleitet. Zwei in Deutschland arbeitende Forscher, K. R. Koch und R. Dieterle[3]) haben im Jahre 1922, mit sorgfältigen Anordnungen, die Elastizität vieler Metalle und Legierungen, bis auf hohe Temperaturen bestimmt. Ihre Arbeit, mit jenen von Harrison, Dodge, Andrews u. a. vereinigt, hat uns gelehrt, wie sich die Elastizitätsmoduln von gewöhnlichen Temperaturen bis auf Temperaturen in der Nähe der Schmelzpunkte ändern. Mit den Resultaten Cl. Schaefers u. a. bei niedrigen Temperaturen haben wir gegenwärtig eine Kenntnis über den ganzen Temperaturbereich. Wenn diese Versuche in die Erörterung einbezogen werden, wird es klar, daß das Elastizitätstemperaturbild zweiteilig ist; zunächst, bis auf eine absolute Temperatur von nahezu der Hälfte des Schmelzpunktes, ein linearer Teil, in dem die Variation ganz klein ist. Über diesen Temperaturbereich kann man die Formel

$$E_T = E_0(1 - b_1 T)$$

anwenden. In meiner Arbeit habe ich

$$E_T = E_0 e^{-b_1 T}$$

der Bequemlichkeit wegen geschrieben, worin b_1 sehr klein ist. Der zweite Teil der Kurve ist nicht linear, sondern exponential, d. h. man muß nun eine Formel des Typus $E_T' = E_0' e^{-b_2 T}$ anwenden, worin b_2 eine nicht sehr kleine Konstante ist. Die Elastizität nimmt in diesem Bereich ganz schnell ab.

Die Elastizitätsmoduln für Metalle, die niedrige Schmelzpunkte haben, werden auf dem zweiten Teil der Kurve liegen bei gewöhnlichen und auch bei niedrigen Temperaturen. Einige Metalle, die mit der Widderschen Regel nicht übereinstimmen, gehören vielleicht zu dieser Gruppe. Man muß allerdings sagen, die neueren Resultate für Aluminium und Eisen stimmen mit seiner Regel nicht überein. Ich habe die Widdersche Methode benutzt, um die Schmelzpunkte von einigen Metallen nach diesen neueren Untersuchungen zu berechnen, und die folgende Tabelle gibt die Ergebnisse.

Stoff	Schmelzpunkt	
Cu	2788° C	(Schaefer)
Al	490	„
Fe	4464	„
Pt	10000	(circa)
W	14000	„

Aus meiner Berechnung folgt eine bessere Beziehung,

$$E_T = \frac{E}{V^x} e^{-b\frac{T}{T_0}},$$

worin V das Atomvolumen, x eine Konstante (1,6 für den ersten Teil der Kurve, 2,3 für den zweiten), b eine andere Konstante ist. Für irgend ein Metall ist V^x konstant, und

$$E_T = E_0 e^{-b\frac{T}{T_0}}, \quad = E_0\left(1 - b\frac{T}{T_0}\right)$$

nahezu,

$$\left(\text{vgl. } E = E_0\left(1 - \frac{T}{T_0}\right)\right),$$

b ist nun eine kleine Konstante.

W. Sutherland hat eine solche Gleichung aufgestellt; es ist

$$E = E_0\left(1 - 0{,}823\frac{T}{T_0}\right).$$

Ich habe auf diese Weise eine geringere Abnahme der Elastizität mit zunehmender Temperatur gefunden, als Herr Widder.

1) W. Widder. Physik. Zeitschr. **26**, 618, 1925.
2) J. P. Andrews, Phil. Mag. Okt. 1925.
3) K. R. Koch u. R. Dieterle, Ann. d. Phys. **68**, 441, 1922; C. Schaefer, D. Physik. Ver. **2**, 122, 1900; Ann. d. Phys. **5**, 230, 1901; **9**, 670, 1902.

In meinem Aufsatz habe ich auch noch andere Beziehungen erwähnt; eine zwischen den Temperaturkoeffizienten der Elastizitätsmoduln und den Schmelzpunkten; eine andere zwischen den Schmelzpunkten und den Atomvolumen; endlich eine zwischen Atomvolumen und Linearausdehnungskoeffizienten. Diese letzte ist (wie ich vorgeschlagen habe) $a = 8{,}11 \times 10^{-7} \cdot V^{1{,}85}$.

Es bleibt übrig zu bemerken, daß ich die Arbeit von Herrn Widder mit großem Interesse gelesen habe.

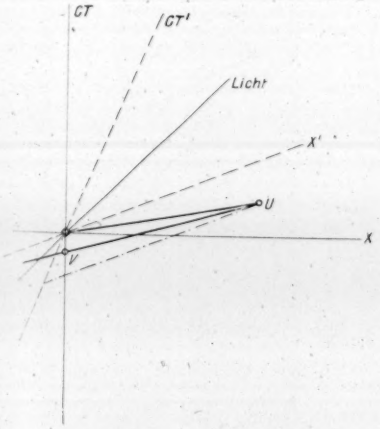
East London College, University of London.

(Eingegangen 4. Februar 1926.)

Bemerkung zu meiner Arbeit „Über das spezielle Relativitätsprinzip und die Grenzgeschwindigkeit“ [1])

Von R. Bass.

Zur Klarstellung des auf S. 78 der obenerwähnten Arbeit angeführten Gedankenexperimentes scheint noch eine ergänzende Bemerkung erforderlich.



Die hinreichenden Voraussetzungen dafür, daß die Antwort auf ein mit Überlichtgeschwindigkeit ausgesendetes Signal schon vor seiner Aussendung eintrifft, wären folgende: 1. Der Ausgangsort O und der Umkehrpunkt U (im zitierten Beispiel Erde und Neptun) müssen eine Relativgeschwindigkeit v in der Signalrichtung haben. 2. Der Beobachter in O gibt ein Signal, das in bezug auf ein gegenüber O ruhendes System K die Geschwindigkeit $w \geqq \frac{2c^2}{v}$ hat, und ebenso sendet auch der Beobachter in U ein Signal sofort zurück, das in einem gegenüber U ruhenden System K' eine Geschwindigkeit $w \geqq \frac{2c^2}{v}$ hat ($v > O$).

Die Verhältnisse lassen sich durch Verwendung der bekannten Minkowskischen Figur anschaulich machen (vgl. Figur). Die Weltlinien der hin- und rücklaufenden Signale sind durch OUV gegeben. Das hinlaufende Signal OU geht von K aus betrachtet mit Übergeschwindigkeit in die Zukunft, von K' aus betrachtet läuft es dagegen in die Vergangenheit. Das rücklaufende Signal UV dagegen bewegt sich von K' aus beurteilt mit Überlichtgeschwindigkeit in die Zukunft und von K aus beurteilt in die Vergangenheit. Wenn $w \geqq \frac{2c^2}{v}$ ist, hat dies zur Folge, daß das Signal in $x = O$ früher anlangt, als die Aussendung von dort erfolgte, da der Weltpunkt V vor O liegt.

(Eingegangen 6. März 1926.)

Bemerkung zur Arbeit: H. Seemann, Ein Röntgenspektrograph mit absoluter Nullpunktsbestimmung ohne Teilkreis [1]).

Von Manne Siegbahn.

In dem zitierten Referat eines Vortrages von Herrn Seemann finden sich neben der Beschreibung einiger von Herrn Seemann vorgeschlagener Spektrometerausführungen auch einige kritische Bemerkungen zum „Bragg-Siegbahnschen“ Vakuumspektrographen [2]). Hierzu möchte ich ausdrücklich bemerken, daß die von Herrn Seemann kritisierte Meßmethode nichts mit der meinigen zu tun hat. Die Darlegungen Herrn Seemanns beziehen sich auf ein Meßverfahren, das, soweit mir bekannt ist, niemals für Präzisionsmessungen benutzt worden ist, eine Eigenschaft, die die kritisierte Methode mit den von Herrn Seemann neu angegebenen Ausführungen gemeinsam hat.

Upsala, Physikalisches Institut der Universität, Februar 1926.

(Eingegangen 22. Februar 1926.)

1) Diese Zeitschr. **27**, 74, 1926.

1) Diese Zeitschrift **27**, 10, 1926.
2) Seite 11, Spalte 2.

BESPRECHUNGEN.

R. Meyer, Haloerscheinungen. Theoretische Beiträge zur meteorologischen Optik. Abhandlungen des Herderinstitutes zu Riga. Erster Band Nr. 5. Gr. 8. 79 S. m. 1 Figur. Riga, G. Löffler. 1925.

Neben einer kritischen Betrachtung früherer Arbeiten enthält die Abhandlung in jedem ihrer drei Hauptabschnitte (Statistisches, Fallbewegung der atmosphärischen Eiskristalle, Untersonnen und Lichtsäulen) interessante theoretische Untersuchungen des Verfassers. Genannt sei nur die an einer Bearbeitung von etwa 1000 Halobeobachtungen gezeigte Nützlichkeit der vom Verfasser vorgeschlagenen, rein statistisch festgelegten Begriffe der Selbständigkeit einer Haloform, der Abhängigkeit und der Verwandtschaft zweier Formen; die auf Grund einer Untersuchung von R. Gans über die Fallbewegung von Platten und Stäben gewonnenen Resultate über die Fallstellung von Eiskristallen und ihre Bedeutung für die Entstehung verschiedener Haloformen; die Pendelung von Kristallen; Berechnung der Untersonnen und Lichtsäulen höherer Ordnung. Ein umfangreiches Literaturverzeichnis beschließt die anregende Abhandlung. W. Milch.

R. v. Mises, Die Differential- und Integralgleichungen der Mechanik und Physik. Erster mathematischer Teil. 686 S. mit 76 Abb. Braunschweig, F. Vieweg & Sohn. 1925. Geh. M. 40.—, geb. M. 44.—.

Unter Mitarbeit einer Reihe bekannter Mathematiker (Bieberbach, Caratheodory, Courant, Löwner, Rademacher, Rothe, Szegö und Herausgeber) sind die allbekannten partiellen Differentialgleichungen von Riemann-Weber nun in sehr erweiterter Form neu erstanden; zunächst in einem ersten mathematischen Teil, dem hoffentlich bald unter Leitung von Ph. Frank der zweite physikalische Teil folgen wird. Wie an einen alten Bekannten, der ganz neu und modern gekleidet uns begegnet, müssen wir uns auch an den guten alten Riemann-Weber in dieser neuen Form erst etwas gewöhnen, ehe er uns ebenso vertraut wird wie früher. Auf den ungemein reichhaltigen Inhalt dieses ersten, die mathematischen Hilfsmittel behandelnden Bandes im einzelnen einzugehen, ist hier natürlich nicht möglich. Man ist zuerst etwas erschrocken darüber, was man als Physiker alles wissen muß; sehr bald aber merkt man mit Vergnügen, daß die Darstellung fast durchwegs und mit viel Geschick auf die Bedürfnisse des Physikers zugeschnitten ist und daß eine gewisse Anschaulichkeit und der Konnex mit den physikalischen Problemstellungen angestrebt und erreicht worden sind. In manchen Punkten allerdings, so z. B. in den Kapiteln über die partiellen Differentialgleichungen, wird man eine erwünschte Ergänzung des hier Gebotenen erst im zweiten Band finden. Nur selten aber wird auch der eingefleischte „Physiker" auszusetzen haben, daß ihm zuviel reine Mathematik zugemutet wird (so z. B. in den Abschnitten über das Stieltjessche und Lebesguesche Integral). Der Inhalt gliedert sich in die folgenden 20 Kapitel: Reelle Funktionen, Lineare Gebilde, Komplexe Veränderliche, Unendliche Reihen und Produkte, Variationsrechnung, Anfangswertprobleme (der gewöhnlichen Differentialgleichung), Randwertaufgaben zweiter Ordnung, Die aus den R. A. 2 Ordnung entspringenden besonderen Funktionen, Die aus den R. A. entspringenden Reihenentwicklungen, Besondere Randwertprobleme, Übersicht der Probleme und Resultate (der Integralgleichung und des Potentials), Auflösung der Integralgleichungen, Anwendungen der I. Gl. auf Randwertprobleme, Potential, Anfangswertprobleme (der Part. Differentialgleichung), Die Potentialgleichung der Ebene, Die Potentialgleichung im Raum, Randwertprobleme der Part. Differentialgleichung zweiter Ordnung, Einige besondere Probleme der Part. Differentialgleichung, Variationsrechnung und Randwertprobleme. Es ist kaum nötig hinzuzufügen, daß der Druck und die Ausstattung dem vorzüglichen Inhalt entsprechen. R. Seeliger.

Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1926.

Universität Bern. **Greinacher**: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Optik, 5; Ergänzungen, 1; Repetitorium der Physik, 1; Physikalisches Kolloquium (mit Gruner), 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, für Vorgerücktere, 3 halbe Tage; Physikalisches Vollpraktikum, tägl. — **Gruner**: Thermodynamik, 4; Elektrodynamik bewegter Körper, 2; Seminar für theoretische Physik, 2. — **Koestler**: Anwendungen der Statistik auf Physik, Chemie und Biologie, 1—2; Anwendungen der Elastizitätslehre, 2. —

Universität Bonn. **Konen**: Experimentalphysik: Magnetismus, Elektrizität, Optik, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 8, für Fortgeschrittene, 12; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Pflüger, Eversheim, Greve, Mecke), 2. — **Pflüger**: Theorie der Wärme, 4, Übungen, 1. — **Eversheim**: Physikalische Technologie, ihre Bedeutung für die Volkswirtschaft, 2; Neuzeitliche Errungenschaften der technischen Physik, 2. — **Grebe**: Physik der Röntgenstrahlen, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten aus der Physik der Röntgenstrahlen, tägl. — **Mecke**: Geometrische Optik und optische Instrumente, 2. — **Planck**: Energiebegriff und seine Wandlungen, 4 Tage. —

Technische Hochschule Braunschweig. **Diesselhorst**: Experimentalphysik II: Experimentelle Dynamik und Hydrodynamik, 2. III: Wärme, Mol.-Phys., Optik, 2; Ausgewählte Abschnitte aus der theoretischen Physik, 3; Physikalisches Praktikum I und II; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 g. — **Bergwitz**: Radioaktivität (mit Versuchen), 2; Elektronisch-radiologisches Praktikum, I Nachm. —

Technische Hochschule Breslau. **Waetzmann**: Experimentalphysik II, 4; Physikalisches Praktikum, 3. — **Milarch**: Aerostatik, 1; Entwicklung der Luftfahrt, 2. —

Technische Hochschule Brünn. **N. N.**: Allgemeine und technische Physik I: Wärmelehre, Akustik und Optik, 2; Technische Physik IIb: Physikalische Optik, Wärmelehre, 3; Physikalisches Praktikum für Chemiker, 3. — **Lohr**: Physik a: Technische Physik, 4, b, 2; Physikalisches Praktikum, 3. —

Bergakademie Clausthal. **Valentiner**: Experimentalphysik II: Wärme und Optik, 5; Physikalisches Praktikum, 3; Physik im Bergbau, 1; Kolloquium (mit Birckenbach), 2 g; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. —

Technische Hochschule Danzig. **Ramsauer**: Experimentalphysik II, 4. Ergänzungen, 1 *g*; Kleines physikalisches Praktikum 4; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, unter besonderer Berücksichtigung der Demonstrationsphysik, tägl.; Großes physikalisches Praktikum, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Buchwald), 1 *g*. Physikalisches Handfertigkeitspraktikum, 4. — **Buchwald**: Theorie des Lichts, 4, Übungen, 2; Quantentheorie des Atombaus, $1^1/_2$. — **Kalähne**: Einführung in das physikalische Praktikum, 1; Photographie und Reproduktionsverfahren, 1; Einführung in die Radiotechnik, 1; Schwingungstheorie mit Demonstrationen, 2; Übungen in Photographie und Reproduktionsverfahren 1, für Anfänger (mit Federlin), 3, II, tägl.; Großes photophysikalisches Praktikum (mit Federlin), tägl.; Radio-Praktikum, 3. — **Federlin**: Photographische Chemie, 1; Die photographischen Reproduktionsverfahren, 1. —

Technische Hochschule Darmstadt. **Rau**: Experimentalphysik unter besonderer Berücksichtigung der technischen Anwendungen: Elektrostatik, Elektromagnetismus, Strahlungserscheinungen, Atomphysik, 5; Physikalische Übungen, 3 Nachm., für Fortgeschrittene, 4 Nachm.; Ausgewählte Kapitel aus der Physik, 1; Selbständige Arbeiten aus dem Gebiete der Physik, nach Vereinbarung; Physikalisches Kolloquium, 1 *g*. — **Zeinig**: Experimentalphysik: Mechanik der festen, flüssigen und gasförmigen Körper, Wärme, Akustik, 3; Physikalische Meßkunde und Apparatebau, 2; Kolloquium in technischer Physik (mit Reutlinger), 1; Arbeiten aus der technischen Physik, nach Vereinbarung. — **Baerwald**: Elektromagnetische Lichttheorie und Optik, 3. — **Knipping**: Kathodenstrahlen und andere Korpuskularstrahlen, 2. — **Limmer**: Photographische Übungen A, 9, 3 und 6. B für Anfänger und Fortgeschrittene, 3; Photographische Chemie und Chemikalienkunde, 1; Ausgewählte Kapitel aus dem Gesamtgebiete des Lichtbildwesens, 2; Photographische Ausflüge, 3; Farbenphotographie, mit Übungen, 1. —

Universität Erlangen. **Gudden**: Experimentalphysik, 5, Anfängerübungen, 2; Übungen, tägl. außer Sonnabend. — **Reiger**: Theoretische Physik: Wärme, 4; Elektrotechnische Übungen, 3. —

Universität Frankfurt a. M. **Wachsmuth**: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Elektrizitätsleitung in Gasen II und Radioaktivität, 1 *g*; Repetitorium der Experimentalphysik II, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 6, für Fortgeschrittene tägl., für Mediziner, 2; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten, ganztägig; Physikalisches Kolloquium (mit Madelung), 14tägig, 2. — **Meisner**: Höhere Experimentalphysik II: Elektrizität, Wärme, 3, Übungen, 1 *g*; Besprechung von neueren physikalischen Arbeiten, 2. — **Seddig**: Photographisches Praktikum, 4 und 8; Leitung selbständiger Arbeiten aus dem Gebiete der wissenschaftlichen Photographie, tägl *g*. — **Madelung**: Mechanik der Kontinua: Elastizitätstheorie und Hydrodynamik, 4; Übungen zur theoretischen Physik, nach Vereinbarung; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten, ganztägig. — **Déguisne**: Der elektrische Wechselstrom, 3; Elektrische Beleuchtung, 1 *g*; Kolloquium über angewandte Physik, 14tägig, 2; Seminar für medizinische Physik: Lektüre und Besprechung neuerer Arbeiten und Probleme, 2; Kleines elektrotechnisches Praktikum, 6; Großes elektrotechnisches Praktikum, nach Vereinbarung; Wissenschaftliche Arbeiten, ganztägig; Kolloquium über die neuere Literatur der angewandten Physik (mit Dessauer), 14tägig, 2. — **Dessauer**: Bau und Betrieb von Röntgenapparaten, $1^1/_2$; Wissenschaftliche Arbeiten für fortgeschrittene Physiker und für Mediziner, ganz- und halbtägig. —

Bergakademie Freiberg. **Brion**: Elektrotechnik, 3; Elektrotechnisches Praktikum, 2; Experimentalphysik, 4; Physikalisches Praktikum (mit Ludewig), 2. — **Ludewig**: Radioaktives Praktikum, 3; Physikalisches Repetitorium, 1. —

Universität Freiburg i. Br. **Mie**: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 5, Mathematische Ergänzungen, 2; Physikalische Übungen für Naturwissenschaftler, 6; Kleines physikalisches Praktikum, 3; Physikalische Übungen für Fortgeschrittenere, tägl.; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl., Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Cohn**: Einführung in die theoretische Physik, 3. — **Koenigsberger**: Mathematische Physik mit Übungen; Elektromagnetismus und elektrische Wellen, 4; Kinetische Gastheorie, 1—2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Hammer**: Elektrizität in Gasen, 1; Praktische Röntgenkunde für Mediziner, 1. — **Lyon**: Radiotelegraphisches Praktikum, 2. —

Universität Gießen. **König**: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalisches Großpraktikum: Leitung selbständiger physikalischer Arbeiten (mit Cermak), tägl.; Physikalisches Anfänger-Praktikum (mit Cermak), 6; Physikalisches Praktikum (mit Cermak), 3; Übungen in Demonstrationsversuchen und Behandlung einfacher theoretischer Hausaufgaben (mit Cermak), 14tägig, 2 *g*; Physikalisches Kolloquium (mit Jaffé und Cermak), 14tägig, 2. — **Müller**: Über Elektronenröhren und ihre Anwendung beim Rundfunk, 1. — **Jaffé**: Theoretische Optik, 4; Einführung in die spezielle Relativitätstheorie, 1; Übungen zur theoretischen Physik, 1; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Cermak**: Handfertigkeitspraktikum, 3; Höhere Experimentalphysik: Spektralanalyse, 1; Elektrotechnisches Praktikum (mit Uller), 2. — **Uller**: Einführung in die Fluglehre, 1; Einführung in die Quantentheorie, 1; Vektoranalysis für Physiker, 2; Anleitung zu selbständigen theoretisch-physikalischen Arbeiten, tägl. —

Universität Göttingen. **Franck**: Fluoreszenz und Phosphoreszenz, 1; Physikalisches Praktikum, 7 und 4; Physikalisches Seminar (mit Born), 2 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Born, Pohl, Reich), 2 *g*. — **Born**: Ausgewählte Kapitel der Atomtheorie, 4; Übungen (mit Hund), 1; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. *g*; Seminar über Struktur der Materie (mit Hilbert), 2 *g*; — **Pohl**: Experimentalphysik I, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Hertz**: Theorie der Elektrizität, 4; Methodenlehre der Naturwissenschaften I: Prinzipien der Logik, 1. — **Oldenberg**: Kathodenstrahlen und Kanalstrahlen, 1. — **Hund**: Mechanik, 4, Übungen, 2. — **Reich**: Elektrische Schwingungen und drahtlose Telegraphie, mit Experimenten, 2; Elektrophysikalisches Praktikum, 3; Seminar über angewandte Elektrizität, 2 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiete der angewandten Elektrizität, tägl. — **Goetz**: Theorie und Technik von Gleichstrom und magnetischen Messungen, 1. — **Prandtl**: Hydrodynamik und Aerodynamik, 4; Mechanikpraktikum, für Anfänger (mit Nadai), 3, Festigkeitspraktikum, 3; Kolloquium über Fragen der angewandten Mechanik (mit Betz und Nadai) 2 *g*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiete der angewandten Mechanik (einschließlich Hydrodynamik und Aerodynamik). — **Schuler**: Kinematik, 2. — **Betz**: Messung von Kräften, 1. — **Nadai**: Ausgewählte Fragen der angewandten Mechanik, 1; Festigkeitspraktikum (mechanische Eigenschaften der Metalle und Gesteine, Werkstoffprüfung), 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten in der Elastizitäts- und Festigkeitslehre, tägl. —

Technische Hochschule Graz. **Kohlrausch**: Physik III: Elektrizität, 5; Physikalisches Praktikum, 6. — **N. N.**: Schwachstrom-, Fernmelde-)Technik, 3. —

Universität Greifswald. **Krüger**: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Besprechung neuerer physikalischer Arbeiten (Kolloquium) (mit Seeliger), $1^1/_2$ *g*; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler, 6, für Mediziner und Pharmazeuten, 2; Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl. — **See-**

liger: Theorie der Gasentladungen, 3, Übungen und Ergänzungen zur analytischen Mechanik, 2; Anleitung zu selbständigen Untersuchungen, tägl. — **Reinkober**: Der molekulare Aufbau des festen Aggregatzustandes, 1; Einführung in das Physikalische Praktikum, II, 1; Physikalisches Handfertigkeitspraktikum, 3. — **Mauz**: Technische Optik, 2; Einführung in die Meteorologie, 1; Seminar für angewandte Physik, 2 *g*. — **Schoenberg**: Himmelsmechanik, 3; Allgemeine Himmelskunde, mit Demonstrationen, 1 *g*; Übungen in praktischer Astronomie, 2. —

Universität Halle. **Hertz**: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 4 und 5; Physikalisches Praktikum, 6; Kleines Übungspraktikum, 3 und 2; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium, 14 tägig, 2 *g*. — **Schmidt**: Wärmelehre, 4; Übungspraktikum für angewandte Physik, 6; Technisch-wissenschaftliche Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium, 14 tägig, 2 *g*. —

Universität Hamburg. **Koch**: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Optik, 4; Physikalisches Praktikum (mit Goos, L. Müller und Minkowski), 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Lenz, Möller und Stern), 2 *g*. — **L. Müller**: Anleitung zur praktischen Ausführung von Schulversuchen, 2. — **Lenz**: Wärmelehre, 4; Theoretisch-physikalisches Vortragsseminar (mit Stern und Pauli), 2. — **Minkowski**: Dispersion und Absorption des Lichtes, 2; Physikalisches Proseminar (mit Estermann und Pauli), 2 *g*. — **Goos**: Wirkungsweise und Gebrauch des Mikroskops, 1. — **Möller**: Festigkeitslehre und ihre technischen Anwendungen, 2, Übungen, 1; Elektrotechnisches Praktikum, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten Fortgeschrittener, tägl. —

Technische Hochschule Hannover. **Precht**: Experimentalphysik, 4; Physikalisches Praktikum, 4; Arbeiten im physikalischen Laboratorium für Fortgeschrittene, ganz- und halbtägig; Physikalisches Kolloquium, 2. — **Herweg**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus II, 2, Übungen, 1; Drahtlose Telegraphie und Telephonie II, 2; Hochfrequenzpraktikum, 3. —

Universität Heidelberg. **Lenard**: Experimentalphysik: Optik, Elektrizität und Magnetismus, 4; Physikalisches Praktikum, 6; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener (mit Becker und Schmidt), tägl. außer Sonnabend; Physikalisches Seminar, 1 *g*. — **Becker**: Theoretische Optik, 4; Theoretisch-physikalische Übungen, 1½ *g*. — **Strecker**: Elektrotechnische Messungen, 1. — **Schmidt**: Radiologie: Korpuskularstrahlen, 2. — **Tomaschek**: Die experimentellen Grundlagen der Elektrodynamik bewegter Medien, 1. — **Rupp**: Die glühelektrischen Erscheinungen, 1. —

Universität Jena. **M. Wien**: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Physikalisches Praktikum: a) für Mathematiker und Physiker (mit Busch), 6, b) für Chemiker und Pharmazeuten (mit Busch), 4, c) für Mediziner und Landwirte (mit Busch), 3, d) für Fortgeschrittene (mit Busch und Joos), 10; Leitung physikalischer Spezialaufgaben (mit Auerbach, Straubel, Busch und Joos), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Esau), 2 *g*. — **Busch**: Experimentalphysik für Fortgeschrittene: Mechanik und Hydrodynamik, 2; Physikalisches Seminar (mit Joos), 1 *g*. — **Auerbach**: Theorie der Wärme, 3; Theorie der optischen Instrumente, 2; Lebendige Mathematik für Nichtmathematiker, 1. — **Joos**: Theorie der Elektrizitätsleitung in Gasen und Flüssigkeiten, 2; Theorie der Spektren, 1; Theoretisch-physikalisches Seminar, 1 *g*. — **Esau**: Theorie und Anwendung der Elektronenröhre, 2; Technische Thermodynamik, 2; Kraftmaschinen für Landwirte, 1; Technisch-physikalisches Praktikum, 2; Großes technisch-physikalisches Praktikum, tägl.; Technisch-physikalisches Seminar, *g*. — **Ambronn**: Einführung in die Theorie des Mikroskops mit Übungen, 2; Leitung selbständiger Arbeiten auf dem Gebiete der wissenschaftlichen Mikroskopie, tägl.; Benutzung des Polarisationsmikroskops bei histologischen Untersuchungen, 1½. — **Siedentopf**: Dunkelfeldbeleuchtung und Ultramikroskopie, 1. — **Köhler**: Mikrophotographie, 1. — **Hecker**: Geophysikalische Feldarbeiten, nach Vereinbarung, *g*. — **Sieberg**: Grundzüge der Erdphysik II, 1; Seismologische Übungen, nach Vereinbarung, *g*. —

Berichtigung

zu der Arbeit R. Mecke und A. Lambertz „Einige Vorlesungsversuche mit der Glimmlampe als Tongenerator" (diese Zeitschrift **27**, 86—91, 1926). Bei der Niederschrift der Versuche mit kleinen Kapazitäten auf S. 89 ist uns leider eine bedauerliche Verwechselung unterlaufen. Es wird dort mitgeteilt, daß mit wachsender Kapazität auch gleichzeitig die Tonhöhe wächst. Es ist selbstverständlich klar und an anderer Stelle auch richtig angegeben worden, daß mit wachsender Kapazität die Tonhöhe sinkt, die Schwingungsdauer also größer wird.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Dr. G. N. Burkhardt zum Dozenten für Chemie an der Universität Manchester, Professor Job vom National Conservatoire des Arts et Métiers zum Professor für allgemeine Chemie an der Universität Paris, der Dozent für Chemie an der Universität Manchester Dr. Henry Stephen zum Professor für organische Chemie an der Universität des Witwatersrand Johannesburg.

Neuer Lehrauftrag: Dr. Jennö Tausz an der Technischen Hochschule Karlsruhe für Chemie des Erdöls.

Gestorben: Der frühere Professor für Chemie und Toxikologie an der Universität von Buffalo Dr. Charles A. Doremus, der ord. Professor der Physik an der Universität Lyon Louis-Georges Gouy, der Professor der Physik an der Universität Leiden Dr. Heike Kamerlingh Onnes, der ord. Professor der Mathematik an der Technischen Hochule Wien Hofrat Dr. Emanuel Czuber, der ord. Professor für Chemie an der Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich Dr. Bruno Zschokke.

Gesuche.

PHYSIKER,

Dr. phil. nat., an deutschem Universitätsinstitut seit einem Jahr mit eigener wissenschaftlicher Arbeit zwecks Habilitierung beschäftigt, sucht

Assistentenstelle.

Referenzen stehen zur Verfügung. — Anfragen unter **S. H. 642** an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel) in Leipzig, Königstr. 2.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.